

THESE

présentée

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Energétique et Dynamique des Fluides

Spécialité : **Energétique et Transferts**

Par : **Imran COSADIA**

**VARIABILITE CYCLIQUE DE L'AERODYNAMIQUE INTERNE
D'UN MOTEUR DIESEL. MISE EN ŒUVRE DE DIAGNOSTICS
OPTIQUES POUR L'ANALYSE SPATIALE ET TEMPORELLE**

Soutenue le 18 octobre 2006 devant le jury composé de :

M.	Francisco PAYRI (CMT, Valencia)	Rapporteur
M.	Michel TRINITE (CORIA, Rouen)	Rapporteur
M.	Denis VEYNANTE (EM2C, Paris)	Examineur
M.	Rudy BAZILE (IMFT, Toulouse)	Examineur
M.	Jacques BOREE (LEA, Poitiers)	Directeur de thèse
M.	Georges CHARNAY (IMFT, Toulouse)	Invité
M.	Patrick DUMONT (RENAULT, Lardy)	Invité
M.	Alain DUPONT (RENAULT, Lardy)	Invité

RESUME

Une analyse des variations cycliques de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel à injection directe, à partir d'outils expérimentaux basés sur la vélocimétrie laser, et en utilisant des méthodes de décomposition classique, de type Reynolds, et d'autres plus sophistiquées, de type décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD), est présentée dans ce document. Pour effectuer cette analyse, nous nous sommes appuyés sur un moteur optique Diesel conçu et exploité par RENAULT. Des améliorations notables ont été apportées à ce dispositif, notamment en ce qui concerne la réduction des fuites du moteur et son instrumentation. Nous avons ainsi pu rassembler plusieurs bases de données importantes et fiables en PIV 2D2C, 2D3C et en TRPIV.

L'analyse des courses d'admission et de compression est présentée. Nous montrons qu'au cours de la phase d'admission, les deux jets de soupapes interagissent fortement pour ne former qu'un unique jet résultant qui s'enroule dans le cylindre. Les fluctuations observées au PMB se concentrent principalement dans la partie centrale de l'écoulement ainsi que dans la zone frontale de ce jet résultant. L'enroulement du jet résultant est donc associé à une variabilité cyclique importante, caractérisée par POD. Nous avons mis en avant, pendant la génération, l'existence de deux composantes principales de l'écoulement : une composante débitante et une composante d'enroulement. L'impact du jet débitant sur la composante d'enroulement du jet résultant a été observé par POD étendue. Nous avons aussi mis en évidence un battement tridimensionnel du jet débitant. La structure de l'écoulement avant la compression est donc perçue comme l'enroulement d'un jet résultant, entraînant une non uniformité de l'écoulement avant la remontée du piston. L'étude du mouvement moyen pendant la course de compression a montré que la structure tournante présentait toujours des inhomogénéités spatiales. D'un cycle à l'autre, la trace de l'écoulement dans un plan de mesure orthogonal à l'axe du cylindre passe d'une structure de type « vortex » à une structure de type « annulaire ». L'identification de ces structures a été effectuée par la mise en place d'un indicateur intégral basé sur la circulation, et leur caractérisation a été menée par POD. Ces fluctuations de structure sont la signature de l'enroulement d'un jet résultant créé à l'admission. L'analyse physique et l'analyse du niveau de diffusion turbulente permettent de montrer que ces fluctuations de structure doivent perdurer pendant la compression. En effectuant le suivi temporel de la structure dans le plan de mesure durant la compression, nous montrons que ces fluctuations sont aussi présentes au sein d'un même cycle. Cela prouve que la structure tournante passe de l'état « vortex » à l'état « annulaire » de manière continue dans le cycle, révélant une hétérogénéité axiale de l'écoulement. Ceci rompt avec la vision d'un écoulement idéal de type swirl en compression. Le passage continu d'une circulation faible à une circulation forte signe la mémoire de l'enroulement du jet résultant pendant la compression. Nous proposons ensuite, pour caractériser la dynamique des grandes échelles, une technique de couplage entre des données PIV statistiquement convergées et des données TRPIV. Les champs statistiques sont utilisés pour construire une base POD de projection fiable pour les champs TRPIV. Nous analysons ensuite l'évolution de quelques coefficients issus de cette projection. Enfin, nous montrons que même pour une quantité intégrale comme la circulation, un nombre conséquent de modes est nécessaire pour suivre son évolution temporelle si la POD est effectuée sur la variable vitesse.

TABLE DES MATIERES

RESUME	1
TABLE DES MATIERES	3
CHAPITRE 1 INTRODUCTION GENERALE ET OBJECTIFS DE LA THESE	7
1.1 Rôle de l'aérodynamique interne en Diesel	8
1.1.1 Phénoménologie globale	8
1.1.2 Introduction des mouvements ordonnés en Diesel	8
1.1.3 Intérêt de l'aérodynamique interne Diesel pour la dépollution	9
1.2 Les caractérisations expérimentales	10
1.3 Synthèse et objectifs de la thèse	11
1.4 Bibliographie du chapitre	12
CHAPITRE 2 PRÉSENTATION DES MOYENS EXPÉRIMENTAUX	13
2.1 Le moteur optique	14
2.2 Instrumentation du moteur	19
2.3 Vélocimétrie par images de particules	24
2.3.1 Principe de la technique	24
2.3.2 La PIV en deux composantes (PIV 2D2C).....	26
2.3.3 La PIV en trois composantes (2D3C).....	29
2.3.4 La PIV temporelle (TRPIV).....	33
2.3.5 Ensemencement.....	35

2.4 Synthèse du chapitre	40
2.5 Bibliographie du chapitre	41
CHAPITRE 3 OUTILS ANALYTIQUES DE TRAITEMENT	43
3.1 Traitement statistique des champs de vitesses	44
3.2 Traitement temporel et turbulence résolue dans le cycle	44
3.3 La décomposition orthogonale en modes propres (POD).....	45
3.3.1 Formulation générale.....	45
3.3.2 Résolution du problème aux valeurs propres par la méthode des snapshots	47
3.4 La POD étendue (E-POD).....	50
3.5 Approche invariante en phase	52
3.6 Synthèse du chapitre	54
3.7 Bibliographie du chapitre	55
CHAPITRE 4 ANALYSE PHYSIQUE DE LA GENERATION DE L'ÉCOULEMENT	57
4.1 Présentation des mesures PIV	58
4.2 Analyse de la génération de l'écoulement : principaux mécanismes.....	59
4.2.1 Présentation des champs en moyenne de phase.....	59
4.2.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante	66
4.3 Etat de l'écoulement tourbillonnaire au point mort bas	70
4.3.1 Écoulement en moyenne de phase.....	70
4.3.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante	75
4.3.3 Fluctuations de grande échelle de l'écoulement au point mort bas	77
4.4 Fluctuations associées aux jets de soupapes	86
4.4.1 Synthèse des mesures à 120 CAD	86

4.4.2 Fluctuations et enroulement des jets de soupapes	92
4.5 Synthèse du chapitre	99
4.6 Bibliographie du chapitre	100

CHAPITRE 5 ANALYSE PHYSIQUE DE LA COMPRESSION DE L'ÉCOULEMENT **101**

5.1 Analyse globale de la compression	102
5.1.1 Description en moyenne de phase	102
5.1.2 Evolution globale de l'énergie cinétique fluctuante	107
5.2 Analyse physique de l'écoulement en milieu de compression	108
5.2.1 Etat de l'écoulement moyen en milieu de compression	108
5.2.2 Fluctuations de structure de l'écoulement instantané	113
5.2.3 Transport de la quantité de mouvement	114
5.2.4 Examen des profils de vitesses instantanées et conséquence sur la turbulence	116
5.2.5 Examen des statistiques de la circulation	118
5.2.6 Application de la POD à la quantification des fluctuations de structures.....	123
5.3 Analyse de l'écoulement au point mort haut.....	132
5.3.1 Etat de la structure moyenne au point mort haut	132
5.3.2 Fluctuations de grande échelle au point mort haut	135
5.3.3 Statistiques de la circulation	137
5.4 Synthèse du chapitre	139
5.5 Bibliographie du chapitre	141

CHAPITRE 6 SUIVI TEMPOREL DE LA STRUCTURE TOURBILLONNAIRE COMPRESSEE..... 143

6.1 Evolution de l'aérodynamique dans le cycle n°6.....	144
6.2 Evolution des fluctuations de structure	148

6.3 Analyse temporelle des grandes échelles.....	149
6.3.1 La décomposition POD des champs temporels	150
6.3.2 La décomposition POD invariante en phase.....	150
6.3.3 Remarque sur la décomposition bi-orthogonale	150
6.4 La décomposition invariante en phase.....	151
6.4.1 Formulation et modes.....	151
6.4.2 Analyse des coefficients de projection	155
6.5 Couplage de la TRPIV à la POD invariante en phase	156
6.5.1 Principe du couplage	156
6.5.2 Analyse des variations cycliques.....	157
6.5.3 Description de l'espace des paramètres	158
6.5.4 Reconstruction des fluctuations de structures	162
6.6 Synthèse du chapitre	166
6.7 Bibliographie du chapitre	167
CONCLUSION	169

Chapitre 1

Introduction générale et objectifs de la thèse

Réservé il y a quelques décennies aux applications industrielles, le moteur Diesel a aujourd'hui pris une place équivalente à celle du moteur à allumage commandé dans le domaine automobile grand public. Un certain nombre de raisons explique cet accroissement. Le moteur Diesel bénéficie d'un meilleur rendement; grâce à l'augmentation du rapport volumétrique le rendement est plus élevé et la consommation spécifique est réduite (en moyenne de 200 g/kW/h contre 330 g/kW/h pour le moteur à essence). Pour obtenir une puissance comparable aux moteurs à allumage commandé à des régimes moins élevés, le couple moteur Diesel doit être plus important; ceci est obtenu en général grâce à une cylindrée supérieure ou par l'ajout d'un turbocompresseur. Ce couple à l'avantage de rester sensiblement constant sur une large plage de régimes, ce qui favorise l'agrément de conduite. D'autre part, le combustible employé coûte moins cher et bénéficie de plus d'un avantage fiscal important en France jusqu'au récemment; les risques d'incendie sont moindres car le point d'inflammation du gazole est plus élevé que celui de l'essence et les gaz d'échappement contiennent moins de monoxyde de carbone, principal point faible des moteurs essence.

Le moteur Diesel présente également des inconvénients. Du fait d'une injection très tardive dans la chambre de combustion, on observe la formation de suies et les hautes températures, associées à une richesse inférieure à l'unité, favorisent les émissions d'oxydes d'azote. Or, les contraintes environnementales ont contraint les constructeurs automobiles à développer de nouvelles stratégies de combustion pour réduire les émissions de polluants. Ces nouvelles stratégies ont pour objectif principal de réduire les oxydes d'azote (NO_x) et les particules. Les émissions de CO et HC doivent être réduites simultanément, mais leur post-traitement est moins délicat que celui des NO_x . Les principaux paramètres responsables de la formation des NO_x sont la température et la teneur en oxygène. L'objectif premier de la recirculation des gaz d'échappement ou EGR (Exhaust Gas Recirculation) est de diminuer la température maximale des gaz pendant la combustion. Les gaz tels que H_2O ou CO_2 ont une capacité calorifique élevée et absorbent une partie de l'énergie thermique. Ce procédé permet de réduire significativement les émissions de NO_x . Le taux d'EGR admis durant la phase d'admission est limité par les remontées de suies et de CO. Au-delà d'un certain niveau, l'EGR entraîne une augmentation de polluants autres que les NO_x . C'est le cas pour le CO au-delà de 30 % d'EGR, des HC au-delà de 25 % et des suies dès 15 %. Le taux d'EGR agit également sur la vitesse de combustion. Étant donné que la combustion dispose de moins d'oxygène, la combustion est plus lente et le dégagement d'énergie est plus faible. Cependant, avec une technologie basée sur une injection à haute pression, une rotation rapide de la charge gazeuse ("swirl fort") et des trous de petites tailles plus nombreux, la vitesse de combustion est augmentée, ce qui autorise un taux d'EGR plus élevé. Nous voyons donc que les stratégies basées sur l'EGR peuvent nécessiter une caractérisation relativement fine de l'aérodynamique interne et de ses variations cycliques (Enotiadis, 1990).

En ce qui concerne la combustion, les principales stratégies sont aujourd'hui axées sur la combustion homogène. L'idée est d'obtenir un maximum de mélange entre l'air et le carburant avant la combustion afin de diminuer simultanément les NO_x et les particules. Il existe deux grandes stratégies, la combustion homogène HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) et la combustion ACCP (Advanced Combustion Common rail Process). La combustion homogène HCCI est basée sur trois axes. La réduction du taux de compression, l'introduction d'un fort taux d'EGR (voisin de 50 %) et enfin une ou plusieurs injections précoces. Toutes ces conditions permettent au carburant de se vaporiser et de se mélanger au comburant avant la combustion. Cette stratégie permet de diminuer voire rendre insignifiant les émissions de NO_x et de réduire significativement la quantité de particules émises. Les motoristes peuvent alors s'affranchir d'un piège à NO_x (NO_x trap). Dans le cas des injections précoces dans le cycle, il semble primordial de connaître l'état de l'aérodynamique interne. Cela est nécessaire à une bonne préparation au mélange. De même, une connaissance des variations cycliques de cette

aérodynamique est attendue afin de réduire les instabilités de fonctionnement. La combustion homogène de type ACCP se différencie de l'HCCI par un taux de compression conventionnel (~ 16) et un ou plusieurs injections tardives. De même que pour l'HCCI, la quantité d'EGR introduite est importante et elle est en plus refroidie pour en admettre d'avantage. Tous ces paramètres permettent d'abaisser les conditions thermodynamiques au PMH. Le délai d'auto-inflammation est allongé et laisse plus de temps au carburant pour se mélanger avec l'air et s'homogénéiser.

1.1 Rôle de l'aérodynamique interne en Diesel

1.1.1 Phénoménologie globale

Dans le moteur Diesel, jusqu'à l'injection de carburant, l'air est le seul constituant du fluide, contrairement aux moteurs à allumage commandé où le mélange commence à être préparé dans les conduites d'admission, ou dans le cylindre, pour les plus récents moteurs à injection directe d'essence, avec ou sans stratification de la charge. En général, en Diesel, l'injection se fait près du point mort haut compression (PMHC) : c'est donc à cet instant qu'il est intéressant d'avoir un fluide agité pour faciliter le mélange et augmenter la vitesse de combustion. Cependant, avec l'arrivée récente des injections multiples (ACCP) et l'arrivée programmée des moteurs Diesel à charge homogène (HCCI) ou partiellement homogène pour les années à venir, il sera très utile d'avoir de bonnes capacités de mélange à tout moment de la compression. On cherche donc à introduire dans le cylindre de la turbulence afin de favoriser les capacités de mélange.

Si l'on considère la configuration la plus simple du moteur à piston, l'air est introduit dans le cylindre sans mouvement particulier et le piston est plat. En l'absence d'écoulement ordonné, la turbulence évolue librement, aucun forçage extérieur ne vient imposer ses effets sur les mouvements tourbillonnaires. Durant l'admission, le jet de soupape, de forme conique, possède une vitesse très élevée et un grand nombre de Reynolds turbulent. Le jet induit un mouvement moyen dont l'énergie cinétique alimente la turbulence. Il évolue en milieu confiné, ce qui se traduit par des impacts aux parois et sur le piston. De plus, cette interaction du jet avec les parois, mais aussi avec le fluide occupant la chambre, de vitesse moindre, transforme une grande partie de l'énergie cinétique en énergie d'agitation, par transfert d'énergie des tourbillons les plus grands vers les plus petits.

À la fermeture de la soupape, le mouvement moyen induit par le jet s'arrête. En l'absence d'apport d'énergie par une source extérieure, la turbulence dans le cylindre décroît librement. Le mécanisme à l'origine de ce phénomène de décroissance libre de la turbulence est le transfert d'énergie des gros tourbillons aux plus petits tourbillons. Il s'effectue par étirement tourbillonnaire (grâce au terme d'étirement des tubes de vorticités de l'équation de Navier - Stokes mise sous forme de Helmholtz). Ce transfert d'énergie des grandes échelles de l'écoulement aux plus petites échelles s'effectue à des nombres de Reynolds turbulents très élevés. Il est donc non visqueux. C'est au niveau des petits tourbillons que la viscosité intervient, en dissipant l'énergie reçue sous forme de chaleur. Cette dissipation est très importante, si bien qu'il ne reste que très peu de turbulence lorsque le piston approche le point mort haut. Une estimation du temps de déclin de la turbulence est d'ailleurs donnée dans (Lumley, 1999).

1.1.2 Introduction des mouvements ordonnés en Diesel

Nous venons de voir que la turbulence induite par le jet de soupape est une turbulence interne qui se dissipe rapidement. Pour obtenir une intensité turbulente plus importante au point mort haut afin d'améliorer le mélange et la combustion, on pourrait être tenté d'augmenter la turbulence de l'air à l'admission, pour qu'à l'issue de la compression, la turbulence « résiduelle » soit suffisante. Cependant, les moyens utilisables pour de tels résultats (conduites de forme spécifique, soupapes obstruées partiellement, etc.) aboutiraient à une diminution de la perméabilité : le cylindre ne serait pas rempli convenablement, pénalisant ainsi les performances. Il est alors

intéressant d'étudier le stockage de la quantité de mouvement par une structure à grande échelle, moins dissipative que la turbulence, conservant son énergie cinétique plus longtemps.

De par la forme des conduits d'admission, de la façon dont les jets de soupapes interagissent avec les parois, mais aussi de la forme du piston et du bol, des mouvements ordonnés peuvent être créés dans les cylindres, à des instants donnés de la course du piston. Le swirl et le tumble sont des mouvements d'ensemble que l'on cherche à introduire. Le squish (ou chasse) est imposé par la variation de volume dans le piston dont on peut tirer parti comme on va le voir ; toutefois, une multitude d'écoulements secondaires ont lieu dans les faits, sans qu'ils soient issus d'une stratégie. Si pendant certaines phases une catégorie de mouvement domine les autres, ils sont en général combinés de façon complexe. Par ailleurs, le dimensionnement des conduits exige un compromis entre perméabilité et intensité du mouvement à grande échelle.

Le mot anglais *swirl* caractérise un écoulement s'apparentant à un tourbillon dont l'axe de rotation peut être assimilé à l'axe géométrique du cylindre (Heywood, 1988). Dans la suite, nous emploierons indifféremment les termes *swirl* ou *tourbillon*. Le swirl est favorisé par l'utilisation de conduits d'admission hélicoïdal ou tangentiel aux parois du cylindre ; des masques dans les conduites d'admission ou des déflecteurs sur les soupapes favorisent également les mouvements aérodynamiques. Dans les moteurs à deux soupapes d'admission, comme c'est le cas avec le moteur support de notre étude, l'une est en général dévolue au remplissage du cylindre par un débit important dans l'axe du cylindre et l'autre au swirl grâce à l'une des géométries particulières énoncées ci-dessus. Dans notre cas, le conduit dédié au swirl est un conduit tangentiel. Que l'injection se fasse au point mort haut ou plus tôt en multi-injection ou encore en HCCI, le swirl induit un important transport de matière. Par ailleurs, dans les moteurs essence à injection directe, c'est une des stratégies retenues pour obtenir une stratification de la charge.

Ces différentes caractéristiques peuvent notamment être mises à profit en fin de compression par l'utilisation d'une chambre de combustion à bol. Par l'utilisation d'une chambre de combustion de diamètre inférieur à celui du cylindre, lorsque le piston se rapproche du point mort haut, le fluide contenu entre la « face feu » de la culasse et le piston est transféré vers le bol (phase de squish ou chasse)

Si l'on assimile la rotation de la charge gazeuse à une rotation solide, on s'aperçoit qu'en transférant le fluide dans le bol, on augmente, sous l'hypothèse de conservation du moment cinétique, la vitesse angulaire. Les capacités de mélange sont alors augmentées. Le confinement encore plus poussé dans le bol contribue également à une meilleure stabilité cycle à cycle. Ce squish induit dans la chambre un mouvement de rouleau, qui est généralement toroïdal dans le cas d'un bol avec géométrie réelle complexe. Le sens de rotation du tore dépend de l'interaction avec le swirl, d'intensité plus ou moins forte, mais aussi de la géométrie du bol. Ce mouvement peut être mis à profit pour la dépollution.

Le *tumble* ou *rouleau* est une rotation du fluide selon un axe perpendiculaire à l'axe du cylindre. Principalement utilisé en moteur essence à injection indirecte multipoint et directe avec ou sans stratification. Peu pénalisant en terme de remplissage, le tumble est obtenu en dirigeant le(s) jet(s) d'admission contre la paroi. Celui-ci va descendre pour ensuite subir une déflexion sur la surface du piston ; un mouvement de rotation est ainsi créé. Pendant la compression, cet écoulement organisé est déformé par le mouvement du piston et lorsque la hauteur de la chambre n'est plus suffisante, le tourbillon de tumble se désintègre en petites structures et ne perdure pas, en général, pendant la combustion -bien qu'on ait pu observer sur banc de visualisation l'advection de la flamme par le rouleau à certains régimes. On comprend donc bien pourquoi ce mouvement très bien adapté aux moteurs essence, n'est pas à privilégier dans les moteurs Diesel.

1.1.3 Intérêt de l'aérodynamique interne Diesel pour la dépollution

L'action directe de l'aérodynamique interne permet dans un premier temps de limiter la production de polluants, au niveau de la phase d'injection et de la phase de combustion, mais aussi d'en détruire une grande partie via la post-oxydation. Au niveau de la phase d'injection, une parfaite rotation de l'écoulement garantirait une bonne répartition

du carburant et éviterait tout recouvrement des jets. Il faut donc pour cela un écoulement sans dispersion cyclique, qui soit parfaitement centré et qui ait une structure la plus uniforme possible. Au niveau de la phase de combustion, l'aérodynamique est un excellent moyen pour amener à la flamme la quantité d'oxygène nécessaire. Ceci est rendu possible par un niveau de turbulence suffisant au moment de l'avance injection (AVI) du fait de ses propriétés de transport. En fin et pour les mêmes raisons, l'aérodynamique interne permet d'extraire les suies du bol vers le cylindre où la teneur en oxygène est beaucoup plus importante. La post-oxydation ainsi favorisée permet de réduire la quantité de polluants avant même leur évacuation de la chambre de combustion.

Il apparaît ainsi que l'action de l'aérodynamique interne est essentielle pour assurer au moteur un fonctionnement efficace avec un niveau d'émissions de polluants le plus faible possible. La caractérisation du mouvement de swirl est donc, en configuration Diesel, indispensable. De même, la description des variations cycliques associées à ce mouvement de grande échelle doit être effectuée.

1.2 Les caractérisations expérimentales

La connaissance du mouvement global dans le cylindre et de l'évolution des fluctuations cycliques est, au regard de ce que nous venons d'énoncer, d'une importance cruciale pour l'amélioration des moteurs. Même si l'importance de l'aérodynamique interne a été reconnue très tôt, on a dû attendre le développement des méthodes de diagnostics optiques et particulièrement celui de la LDV (Laser Doppler Velocimetry) pour obtenir des mesures détaillées dans les chambres de combustion (Arcoumanis et Whitelaw, 1987; Arcoumanis et al., 1983, 1987, 1991; Payri et al., 1996). Les mesures locales par LDV d'une ou deux composantes des champs de vitesse sont le plus souvent obtenues en des points particuliers et fournissent des informations sur la structure de l'écoulement et l'état de la « turbulence ». Par exemple, des phénomènes comme l'interaction swirl /squish dans les pistons des moteurs Diesel typiques ont été examinés dans les travaux antérieurs de (Arcoumanis et al., 1983). Il est néanmoins très difficile de comprendre la structure spatiale instantanée de l'écoulement à partir de ces données en un point.

Les outils de visualisation et les méthodes optiques ont ensuite été adaptées et utilisées pour résoudre les écoulements complexes et permettre une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués. Aujourd'hui, plusieurs techniques expérimentales peuvent être utilisées pour obtenir des champs aérodynamiques plans, comme la PIV (Particule Image Velocimetry), la MTV (Molecular Tagging Velocimetry), ou la DGV (Doppler Global Velocimetry). La PIV et la MTV ont déjà été appliquées à des moteurs expérimentaux. Pour la PIV appliquée aux moteurs, le lecteur se reportera aux travaux préliminaires de (Reuss et al., 1989) entre autres. L'application de la MTV aux moteurs optiques est récente (Miles, 2000; Ismailov, 2006) et des progrès en configuration Diesel sont attendus. Dans les premiers travaux par PIV de (Reuss et al., 1989), le filtrage spatial a été employé pour établir la distinction entre les mouvements de grandes échelles et la turbulence. La PIV laisse alors entrevoir la possibilité de décrire de manière plus claire la structure de l'écoulement, l'état de la turbulence et les variations cycliques dans les moteurs de recherche. Cette technique de visualisation est d'ailleurs devenue un outil d'investigation efficace pour l'industrie (Baby 2000, Deslandes 2004). Le plus souvent, la PIV a été appliquée aux moteurs essence. À cause des conditions thermodynamiques sévères inhérentes au Diesel, il a été difficile d'appliquer la PIV à ce type de motorisation à haut rapport volumétrique. Les observations récentes de (Towers et al., 2004) concernant un écoulement swirlant ont été effectuées dans un contexte essence. Elles ont montré que l'écoulement de swirl dans un moteur est loin d'avoir une distribution de corps solide, confirmant ainsi ce qui avait été observé par (Deslandes et al., 2004) en Diesel. Donc, la quantité d'information amassée pendant ces dernières années en aérodynamique interne Diesel grâce à la LDV est en cours de reconsidération, devant la nécessité de comprendre la structuration de l'écoulement est de quantifier les fluctuations de structures observées par PIV. Cela constituera d'ailleurs une de nos préoccupations majeures.

Les fluctuations se déroulant pendant l'admission et la compression sont responsables de hautes variations de l'écoulement et de ses caractéristiques spatiales. Les décompositions du champ de vitesse, de type RANS (Reynolds

Averaged Navier-Stokes), utilisées dans la plupart des codes de mécanique des fluides sont inefficaces dans la détection de ce type de variations de grande échelle. Pour dépasser ces limitations, d'autres types de décompositions peuvent être utilisées (Bonnet et al., 2002). Le principal objectif est alors de proposer des méthodes alternatives à la décomposition statistique de Reynolds et d'extraire du champ de vitesse des caractéristiques cohérentes qui pourraient fournir une description de ces mouvements à grande échelle associées aux tourbillons moteur. De cette manière, la variation cyclique pourrait être formellement identifiée et des stratégies de contrôle pourraient être proposées. Afin d'analyser les propriétés statistiques du tourbillon, la décomposition orthogonale en modes propres (POD) est souvent appliquée aux résultats PIV (Baby, 2000 ; Borée et al., 2003 ; Druault et al., 2005). La POD est une méthode sans biais car les fonctions de décomposition ne sont pas prédéterminées, mais sont trouvées via un processus d'optimisation énergétique. Cet outil statistique est aujourd'hui largement utilisé pour analyser les données PIV ou par anémométrie à fil chaud. Elle peut aussi être utile pour l'extraction d'information pertinentes à partir de données de simulation directe (Direct Numerical Simulation - DNS) ou de simulations aux grandes échelles (Large Eddy Simulation - LES).

1.3 Synthèse et objectifs de la thèse

Nous venons de voir que la turbulence introduite dans le cylindre se dissipe de manière importante en fin d'admission et durant toute la compression. L'introduction d'un mouvement tourbillonnaire de grande échelle, de type *swirl*, permet de satisfaire au brassage nécessaire du mélange air-carburant obtenu au PMH. Néanmoins, l'existence de fluctuations cycle à cycle, liées à la structure de l'écoulement, à la fois en admission et en compression, génère des niveaux de variabilité importants qu'il convient de quantifier. L'étude que nous nous proposons de mener est portée par quatre axes principaux. Il s'agit tout d'abord, pour les motoristes aussi bien que pour les chercheurs, d'améliorer la compréhension physique de l'évolution des écoulements tournant soumis à une compression axiale. Cette progression passe par la mise en évidence de corrélations entre un nombre notable d'événements caractéristiques de l'aérodynamique interne, en particulier autour des zones de fonctionnement critiques pour les futures stratégies de combustion. Les liens entre l'aérodynamique de fin, et celle du milieu de la course de compression sont, dans cette optique, déterminants. De plus, il convient, afin de guider l'aérodynamicien interne dans ses choix, de comprendre les mécanismes responsables des fluctuations existantes en compression et d'établir le lien avec les mouvements de grandes échelles les ayant engendré durant la phase d'admission. On tentera donc de constituer, à partir de moments privilégiés du cycle, une approche physique, support d'une éventuelle modélisation théorique et générique de l'aérodynamique interne Diesel. La structuration globale de l'écoulement sera étudiée grâce à des outils de type décomposition de Reynolds (analyse en moyenne de phase et analyse de l'énergie cinétique fluctuante). Les macro-mouvements associés à la variabilité cyclique seront analysés principalement grâce à des outils plus sophistiqués, de type POD.

La première étape que nous nous fixons concerne l'étude de la course d'admission au cours de laquelle se structure l'écoulement. Nous montrerons, au chapitre 4, que, loin de se former de manière idéale en un tourbillon de grande échelle, l'écoulement possède un caractère fortement tridimensionnel associée à une forte variabilité cyclique. Nous tenterons d'identifier les principales fluctuations de l'écoulement décrit, notamment au point mort bas (PMB), avant la remontée du piston. L'examen d'une phase critique de l'écoulement, à 120 CAD (Crank Angle Degree – angle de vilebrequin) sera aussi proposé. Dans un second temps, nous nous attacherons, dans le chapitre 5, à l'étude de la course de compression. Nous proposerons une caractérisation fine de deux phases caractéristiques, à 270 CAD (milieu de la compression) et au PMH. Cette caractérisation s'avère nécessaire pour les stratégies de fonctionnement impliquant la multi-injection ou des stratégies de type HCCI, dans lesquelles l'injection de carburant est relativement précoce. Une analyse des fluctuations spatiale de l'écoulement sera menée pour ces deux phases de la compression. Enfin, pour compléter l'analyse de la variabilité cyclique spatiale de l'écoulement compressé, nous effectuerons, au chapitre 6, une caractérisation temporelle de la compression, en travaillant sur la

dynamique d'un certain nombre de paramètres, identifiés au préalable. Cette dernière partie permettra notamment d'entrevoir la possibilité de construire un modèle réduit de l'écoulement interne.

1.4 Bibliographie du chapitre

Arcoumanis C; Bicen AF; Whitelaw JH (1983). Squish and swirl – squish interaction in motored model engines. *Journal of fluids engineering* **105**:105-112.

Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH (1987). Swirl centre precession in engine flows. SAE-Paper 870370.

Arcoumanis C; Whitelaw JH (1987). Fluid mechanics of internal combustion engines-a review. *IMechE* **201**: 57-74.

Borée J ; Maurel S ; Bazile R (2002). Disruption of a compressed vortex. *Physics of Fluids* **14**:2543-2556.

Baby X (2000). Contribution à l'optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par vélocimétrie par image de particules et simulation numérique 3D. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.

Deslandes W (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.

Druault P ; Guibert P ; Alizon F (2005) Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data.. *Experiments in Fluids* **39**: 1009-1023.

Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH (1990). Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**:77-86.

Fischer M; Heinze J; Matthias K; Röhle I (2000). Doppler global velocimetry in flames using a new developed, frequency stabilized, tunable, long-pulse YAG-laser. In Proc: 10th Intl. Symp. On Appl. Of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 10-13 July, Lisbon Portugal.

Heywood JB (1988). Internal combustion engine fundamentals. McGraw-Hill.

Ismailov MM; Schock HJ; Fedewa AM (2006). Gaseous flow measurements in an internal combustion engine assembly using molecular tagging velocimetry. *Experiments in Fluids* **41**:57-65.

Lumley JL (1999). Engines, an introduction. Cambridge University Press.

Miles RB; Grinstead J; Kohl RH; Diskin G (2000). The RELIEF flow tagging technique and its application in engine testing facilities and for helium-air mixing studies. *Meas Sci Technol* **11**:1272– 1281.

Payri F; Desantes JM; Pastor JV (1996). LDV Measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. Diesel engine with axisymmetric piston bowls. *Experiments in fluids* **22**:118-128.

Reuss DL; Adrian RJ; Landreth CC; French DT; Fansler TD (1989) Instantaneous planar measurements of velocity and large-scale vorticity and strain rate in an engine using particle image velocimetry. SAE 890616.

Towers DP; Towers CE (2004) Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* **15**:1917-1925.

Willert C; Blümcke E; Beversdorff M; Unger W. Application of Phase-Averaging Doppler Global Velocimetry to Engine Exhaust Flows.

Chapitre 2

Présentation des moyens expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé dans notre travail a été mis au point par Willy Deslandes au cours de sa thèse (Deslandes, 2004). Il s'agit d'un mono-cylindre optique Diesel. Il avait pour vocation l'étude d'un écoulement de swirl comprimé par un piston possédant un bol cylindrique, par PIV 2D2C à faible cadence temporelle. Nous allons présenter dans ce qui suit le système expérimental existant ainsi que les améliorations qui y ont été apportées, notamment en ce qui concerne la segmentation du moteur, qui a aussi fait l'objet d'un brevet Renault. Le mono-cylindre optique sera présenté dans la première section de ce chapitre. Nous présenterons notamment l'environnement du moteur ainsi que son instrumentation. La reproductibilité des expérimentations a déjà été mentionnées dans (Deslandes, 2004) et concernant la base moteur, nous renvoyons le lecteur à la thèse de Xavier Baby (Baby, 2000). Le choix de la culasse a été guidé par la volonté de caractériser complètement une configuration moteur donnée (4 soupapes, taux de compression élevé ~ 20 , piston à bol cylindrique, même distribution). Cette culasse équipée de conduits tangentiels correspondra donc à une configuration de référence. Elle représentera un standard d'étude.

Après avoir décrit le système expérimental, nous nous attacherons à présenter les systèmes de mesures utilisés dans notre étude. Des mesures par vélocimétrie par images de particules ont été exploitées. Trois dispositifs de vélocimétrie laser sont décrits : la PIV 2D2C, dont les champs proviennent de la base de (Deslandes, 2004), la PIV 2D3C, qui a nécessité un grand soin dans sa mise en place et dans la réalisation des mesures, et enfin la TRPIV qui nous a permis de suivre temporellement l'écoulement durant plusieurs cycles consécutifs. Nous présenterons dans un premier temps le principe de ces mesures puis nous aborderons plus spécifiquement les difficultés intrinsèques à celles-ci dans un environnement Diesel. Plusieurs améliorations ont été apportées par rapport à l'existant au banc d'essais. L'ensemencement a été tout d'abord une préoccupation majeure. Nous avons réduit considérablement la taille des particules utilisées, permettant ainsi un meilleur suivi de l'écoulement. L'instrumentation du moteur a, elle aussi, fait l'objet d'améliorations, notamment en ce qui concerne les capteurs de pression. De plus, l'acquisition des différents signaux de pression et de température nous a permis de contrôler le bon déroulement de nos essais.

2.1 Le moteur optique

Le dispositif expérimental sur lequel repose l'ensemble de notre travail est composé d'un monocylindre optique, basé sur la définition technique d'un moteur Diesel à injection directe dont la cylindrée est 1870 cm³, doté de seize soupapes. Les principales caractéristiques de ce moteur sont précisées dans le Tableau 2-1. Les parois du cylindre moteur sont fabriquées en quartz. Elles sont de fortes épaisseurs afin de supporter les contraintes dues à la compression. L'ensemble de la chambre étant transparente, l'emploi de diagnostic optique laser est grandement favorisé. En effet, l'utilisation de vélocimétrie laser impose le passage d'une nappe laser à travers de surfaces transparentes, ce qui est, ici, rendu possible. Le piston utilisé pour notre étude est formé de deux parties : la réhausse et le porte-hublot, ou piston. La rehausse est allongée et évidée pour permettre l'insertion d'un miroir de renvoi à 45°, fixe par rapport au bâti du moteur. Sur chaque porte-hublot est monté un piston transparent. La fixation du porte hublot sur la rehausse est très simple et permet un changement rapide de configuration.

La tête de piston employée dans la majeure partie de cette étude est un piston à bol cylindrique. La forme employée est une forme simplifiée comparativement aux formes de bol couramment utilisée sur les moteurs Diesel de série. Les raisons sont liées principalement aux limitations optiques imposées par des formes plus complexes de bol avec ré-entrants, dôme central et/ou embrèvements de soupapes. Néanmoins, le taux de compression obtenu par ce piston simplifié est identique à celui obtenu avec un piston réel. De plus, la hauteur de squish (ou hauteur de chasse), i.e. la distance entre la face supérieure du piston et la face inférieure (face feu) de la culasse est, elle aussi, représentative des conditions de chasse réelle, grâce à un pincement obtenu sur ~0,7 mm. Le circuit d'admission dans son ensemble se compose d'un volume tampon, d'un conduit externe reliant la culasse au volume de tranquillisation (ou répartiteur) et enfin les conduits internes à la culasse. Ces derniers sont des conduits tangentiels : un conduit long, ou conduit « swirlant », et un conduit court, ou « conduit débitant ».

Cylindrée unitaire	467,5 cm ³
Alésage	80 mm
Course	93 mm
Rapport volumétrique (τ)	20: 1
Longueur de bielle	139 mm
Culasse	Toit plat / 4 soupapes par cylindre

Tableau 2-1 Caractéristiques géométriques du moteur

L'ensemble a une longueur de fibre neutre de 600 mm, distance calculée entre les sièges des soupapes et le volume tampon. Ce volume tampon (dix litres) est destiné à réduire les effets de pulsations acoustiques générées lors des ouvertures et fermetures des soupapes. Par ailleurs, il faut savoir que le contrôle de ces pulsations est essentiel pour un motoriste puisque les effets acoustiques agissent directement sur la qualité du remplissage moteur et ont donc un impact direct sur les performances du moteur. Dans le cas du moteur expérimental, même si les ondes acoustiques apparaissent, elles ne sont pas représentatives d'un moteur réel qui possède, en outre, plusieurs cylindres. Ceci s'explique par le fait que nos conduits sont beaucoup plus longs qu'un moteur réel et surtout que le régime de rotation de notre moteur ne permet pas d'atteindre la plage de résonance des conduits d'admission. L'installation du volume de tranquillisation a donc pour effet de réduire les problèmes d'acoustique. En revanche, l'installation du volume de tranquillisation n'élimine pas le refoulement des gaz de la chambre vers les conduits d'admission (ou backflow), lorsque le retard de fermeture à l'admission (RFA) est positif.

La culasse est dotée de quatre soupapes, deux pour l'admission (diamètre de 26 mm) et deux pour l'échappement (diamètre de 22,6 mm). Ces soupapes sont mises en mouvement, via des linguets, par les arbres à cames situés dans la cassette de distribution. Cette cassette, étanche pour permettre une lubrification des arbres par barbotage, est directement fixée sur la culasse. La représentation par CAO de l'ensemble culasse-cassette nous montre le fonctionnement de la distribution sur la Figure 2-1.

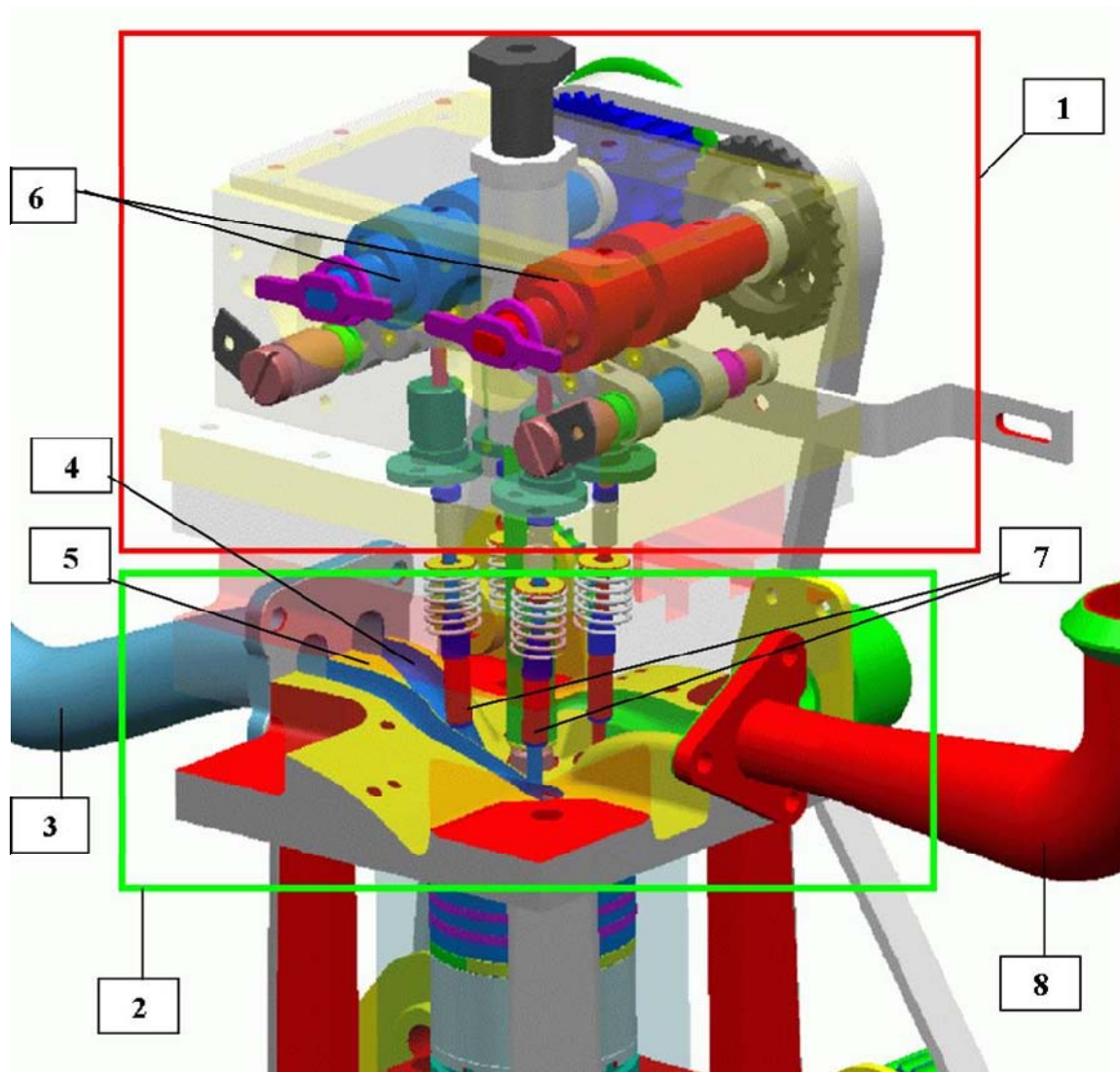


Figure 2-1 Représentation CAO de l'ensemble culasse (cadre vert)-cassette de distribution (rouge). 1 Cassette de distribution, 2 Culasse, 3 Collecteur admission, 4 Conduit court (débit), 5 Conduit long (swirl), 6 Arbres à cames, 7 Soupapes admission, 8 Collecteur échappement.

La loi de levée pour l'admission (respectivement l'échappement) est identique aux deux soupapes d'admission (respectivement d'échappement) contrairement à certains moteurs essence où un léger décalage est introduit afin de réduire le bruit de fermeture. Les hauteurs de levée sont quasiment équivalentes entre admission et échappement comme nous pouvons le voir dans le Tableau 2-2. Les sigles AOA et AOE (resp. RFA et RFE) représentent l'avance ouverture des soupapes admission et échappement (resp. retard fermeture).

Adm	ission	Echappement
Levée maximum	8,591 mm	8,582 mm
Avance ouverture	-11° (AOA)	-6° (AOE)
Retard fermeture	+21° (RFA)	+43° (RFE)

Tableau 2-2 Loi d'ouverture des soupapes admission et échappement

Le graphique de la Figure 2-2 résume les lois de levée pour l'admission et l'échappement. Ces deux courbes permettent de mettre en évidence le croisement des soupapes.

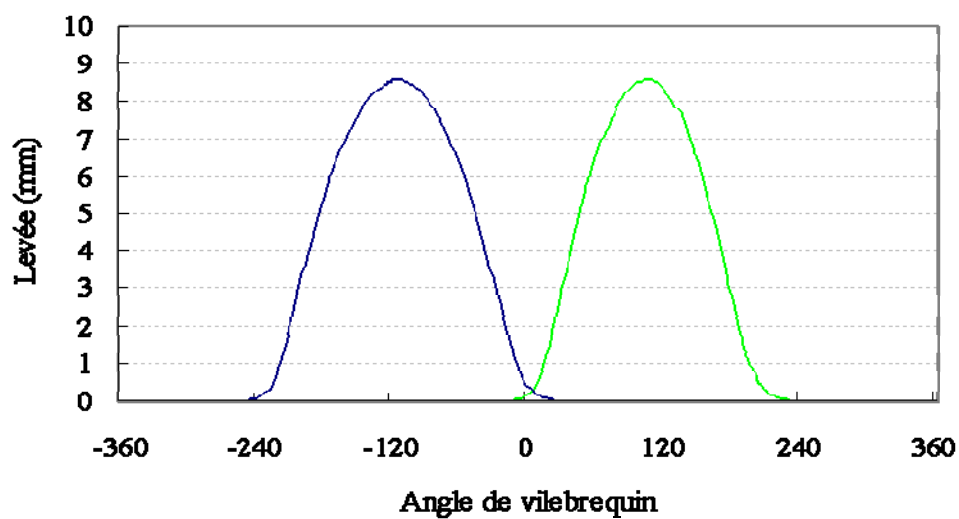


Figure 2-2 Loi d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement. (-) admission. (-) échappement

La distance piston-culasse (dpc) est tracée sur la Figure 2-3. Elle permet d'obtenir la position du piston à chaque angle de vilebrequin. La dpc est fixée par la face supérieure du piston. La vitesse instantanée du piston est donnée sur la Figure 2-4. La vitesse moyenne de piston dans notre cas est $\overline{V_p} = 3,71 \text{ m/s}$, correspondant à un régime moteur fixé de 1200 tours/mn pour une course de 93 mm.

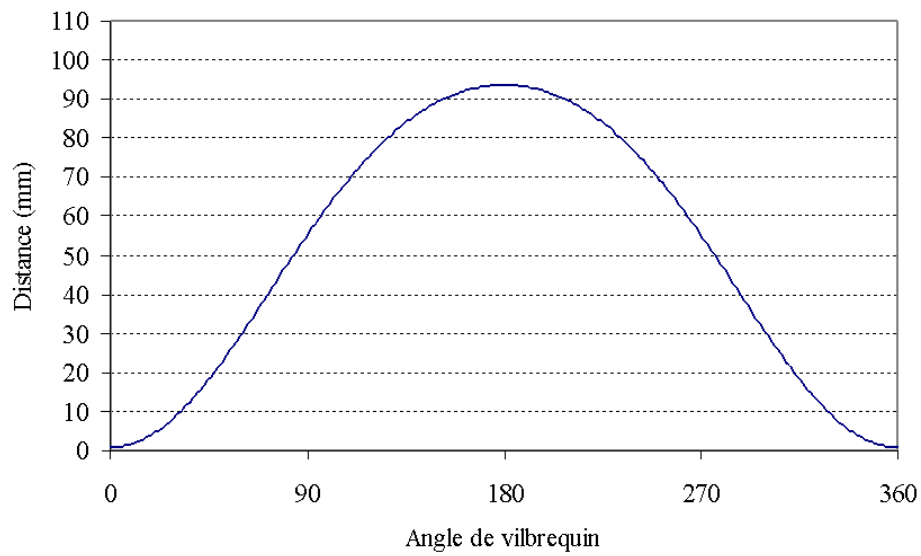


Figure 2-3 Distance entre la surface du piston et la face feu de la culasse (mm)



Figure 2-4 Vitesse instantanée du piston (m/s)

La configuration expérimentale est illustrée sur la Figure 2-5. Le moteur d'essai est accouplé à un moteur d'entraînement à courant continu (fonctionnement sans combustion). Cet ensemble, parfaitement aligné, repose sur un bâti rigide (marbre) isolé du sol par quatre pieds qui absorbent les vibrations.

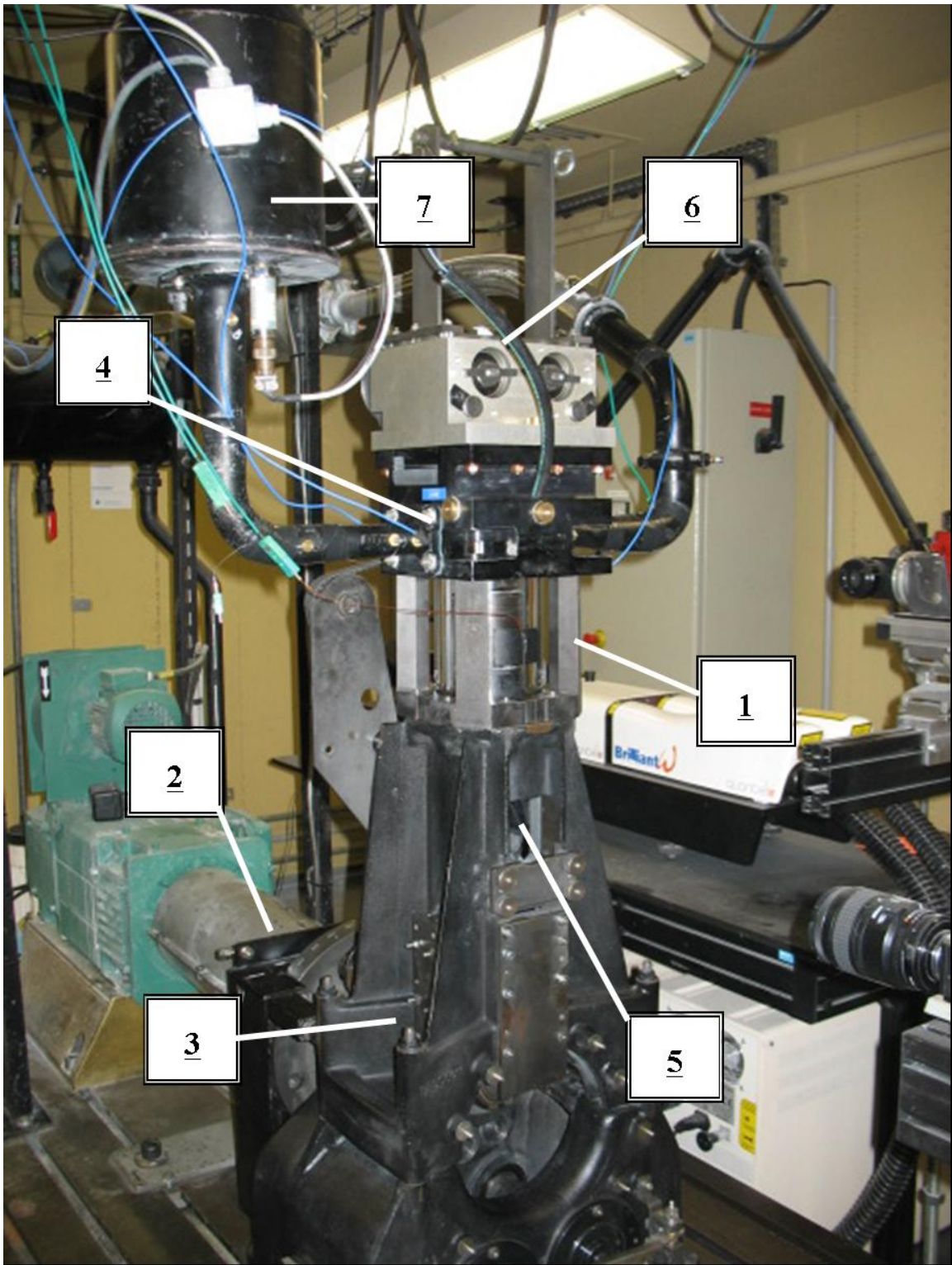


Figure 2-5 Le moteur optique. [1]: Porte-chemise; [2]: Génératrice électrique; [3]: Bâti moteur; [4]: Culasse; [5]: Piston réhaussé; [6]: Cassette de distribution; [7]: Plénum d'admission

L'ensemble est piloté par une baie de contrôle. Le moteur et sa génératrice sont fixés sur un ensemble constitué d'un marbre en acier de 120 mm d'épaisseur, rainuré en sa face supérieure afin de faciliter l'alignement génératrice moteur, et d'un massif en béton d'un poids supérieur à la tonne. L'intérêt d'un bloc aussi imposant est de réduire les phénomènes de torsion du marbre. Le marbre est mis en contact du sol par quatre ressorts qui permettent non seulement d'atténuer les vibrations dues au moteur mais également de s'affranchir des vibrations extérieures liées au bâtiment. L'utilité d'un tel dispositif a été confirmée par des mesures de vibrations du marbre et du moteur. Elles ont montrées des vibrations faibles, de l'ordre de $35\text{ }\mu\text{m}$ (en moyenne suivant les trois directions de l'espace et quelle que soit la position des capteurs sur la cu lasse). Ceci est largement acceptable pour des mesures de PIV en configuration Diesel (en configuration essence, ces déplacements sont de l'ordre de $25\text{ }\mu\text{m}$). Le moteur est mis en rotation par une génératrice électrique alimentée en courant continu. Cette génératrice, avec une puissance de 39,2 kW, a été dimensionnée pour lui permettre d'entraîner des moteurs de grande cylindrée.

Dans notre configuration, seule 10 à 15 % de la puissance totale de la génératrice est utilisée. Elle peut être soit réglée en fonction du couple, qui est proportionnel à l'intensité électrique de la génératrice, soit en fonction du régime. L'étude menée dans le cadre de cette thèse nous a imposé de fonctionner avec un régime constant car une variation de régime durant une expérience aurait entraîné des modifications dans la physique de l'écoulement et n'aurait pas permis un phasage correct avec l'électronique de mesure. Comme la génératrice n'est pas utilisée au maximum de ses possibilités, le régime est parfaitement constant sans aucune variation (vérification par le codeur angulaire). Pour l'ensemble de cette étude, le régime a été fixé à 1200 tours par minute. La génératrice, et par voie de conséquence le moteur, est contrôlée par une baie de contrôle située dans le poste de pilotage du banc d'essai. Elle permet de fixer les consignes de régime, de débit et de pression d'ensemencement. Elle permet également de contrôler et d'enregistrer les différents paramètres du moteur via un oscilloscope numérique (pression cylindre, débit...). Un assécheur d'air, couplé à des filtres, est placé en sortie de la baie afin de s'affranchir des problèmes liés à l'humidité qui est extrêmement pénalisante pour la qualité de l'ensemencement.

Cette version monocylindre présente de nombreux avantages. Son premier atout est son absence de circuit de lubrification. Hormis un léger barbotage des arbres à cames dans la cassette de distribution, le moteur fonctionne sans huile aussi bien au niveau de la chambre de combustion qu'au niveau de la partie basse du moteur (bielle, maneton...). Ceci lui confère une grande souplesse d'utilisation notamment lors des changements de configuration. Dans la chambre de combustion, des matériaux spécifiques sont utilisés pour garantir l'étanchéité du cylindre et permettre une lubrification à sec.

2.2 Instrumentation du moteur

Au cours de nos essais, différents paramètres ont été mesurés : régime moteur via un codeur angulaire placé sur le moteur, température de l'air à l'admission, pression (cylindre, admission et échappement). Nous avons maintenu constant le régime moteur et le débit pour toutes les séries de mesure. En ce qui concerne la température de l'air, elle est imposée par le réseau d'air comprimé. Toutefois, compte tenu du fort taux de compression et des fortes températures obtenues au PMH, une différence de quelques degrés sur la température de l'air à l'admission ne conduit pas à de gros écarts sur les résultats. En revanche, l'air est systématiquement asséché afin de garantir la qualité de l'ensemencement.

Pressions

Les pressions ont été mesurées par des capteurs piézo-électriques de type KISTLER 605 2A1 dont le signal est amplifié par un amplificateur de charge de type KISTLER 5011. Ces capteurs de pression, sans système de refroidissement, ont la particularité d'avoir des dimensions très réduites tout en maintenant une grande qualité des

résultats sous de fortes températures. Ainsi, au cours de chaque cycle, sept pressions sont mesurées. Ces sept capteurs sont répartis comme suit, cinq pour l'admission, un pour la pression cylindre et le dernier pour mesurer la pression à l'échappement.

La pression dans la chambre de combustion est mesurée par un capteur de pression placé au niveau de l'injecteur. La dispersion des pressions entre les différents cycles est très faible. Or puisque la pression est directement liée à la position du piston au cours de la compression, la faible dispersion des niveaux de pression montre que le déplacement du piston est un paramètre reproductible dans cette expérience.

La comparaison des valeurs de pression théorique et mesurée nous permet d'obtenir une première estimation des masses fluides perdues par "blow-by". Le blow-by caractérise le passage d'une partie de la masse gazeuse au travers de la segmentation. Plus la segmentation est efficace, plus l'étanchéité est bonne et plus le phénomène de blow-by est faible. A partir de ces éléments, la perte de masse maximale est proche de 19%. En effet, si une grande partie des surfaces de la chambre de combustion peuvent être considérées comme adiabatique ou tout du moins avec un transfert de chaleur faible (quartz), les transferts thermiques au travers de la culasse sont bien présents, ce qui pénalise le niveau de pression au PMH. Cette estimation est donc une estimation haute, une majoration des pertes. Certains calculs montrent que la prise en compte des transferts thermiques aux parois a une influence significative sur le niveau de pression final et par voie de conséquence sur la perte de masse. Toutefois, il n'est pas surprenant d'avoir un blow-by conséquent. La segmentation a bien pour rôle d'assurer l'étanchéité de la chambre mais elle doit aussi respecter les parois en quartz qui sont extrêmement fragiles. Ce compromis est fortement pénalisant pour la réduction du blow-by.

La mesure de la pression à l'admission a été mesurée en cinq emplacements différents, répartis tout au long du répartiteur. Ils ont permis de mettre en évidence l'atténuation de l'onde de pression lorsqu'elle remonte le conduit vers le volume de tranquillisation. La comparaison des signaux des capteurs trois et quatre, conduit court et conduit long nous a permis de connaître la répartition de la pression dans chaque conduit. Il apparaît que le signal est quasiment identique. Seule l'intensité du signal du conduit long est légèrement atténuée par rapport au conduit court compte tenu d'une distance plus élevée entre capteur et soupape. L'évolution de la pression dans les conduits d'admission a également été caractérisée afin de mettre en évidence le phénomène de refoulement en fin d'admission, phénomène couramment appelé backflow. Ce refoulement se caractérise par un déplacement d'une partie de la charge gazeuse du cylindre vers le plenum du fait d'une surpression dans la chambre de combustion. Cette surpression est due à la remontée du piston. Le backflow a donc pour paramètre prépondérant le RFA. Le RFA est donc pénalisant pour le remplissage du moteur aux faibles régimes. Mais dans le cas de régime moteur élevé, l'énergie cinétique de l'air contenue dans le conduit d'admission permet d'augmenter la quantité d'air introduite dans le cylindre au-delà du PMB. Le remplissage du moteur aux forts régimes est ainsi amélioré.

Embrèvements

L'aérodynamique interne Diesel se caractérise en fin de compression par le mouvement de squish. Ce mouvement, se développe lorsque le piston se rapproche très près de la culasse. Cette faible hauteur de chasse, caractéristique des moteurs Diesel, était une condition à respecter pour obtenir une aérodynamique interne équivalente à celle d'un moteur réel. Mais dans un moteur série, cette faible hauteur de chasse est permise grâce à la réalisation d'embrèvements sur la face supérieure du piston. En effet, les soupapes en position fermées peuvent légèrement dépasser de la face feu de la culasse, notamment quand l'angle d'inclinaison des soupapes est prononcé. Ce qui est vrai avec un moteur froid l'est d'autant plus avec un moteur chaud où la dilatation thermique de la soupape diminue encore la distance de sécurité piston-soupape. Ces cavités plus ou moins profondes implantées à la verticale des soupapes permettent de satisfaire à la contrainte géométrique de non contact entre soupapes et piston. Mais la réalisation de ces embrèvements sur notre piston quartz aurait conduit à un affaiblissement de la tenue mécanique du hublot et à l'introduction de fortes aberrations optiques. Le choix a donc été de supprimer ces embrèvements et

de maintenir la distance piston – soupape en agissant directement sur les soupapes. Ces dernières présentent une épaisseur de tulipe assez importante pour supporter les contraintes mécaniques et thermiques d'un moteur à pleine charge. Ces conditions étant moins fortes dans notre système expérimental, nous avons décidé de diminuer l'épaisseur de la tulipe de 0,7 mm afin de compenser la suppression des embrèvements.

Segmentation

La segmentation est un élément particulièrement complexe à mettre au point. Dans le cas d'un moteur optique, la segmentation doit en premier lieu assurer son rôle d'étanchéité mais elle doit le faire sans détériorer les surfaces optiques. Les rayures éventuellement causées par la segmentation sont rédhibitoires pour la qualité des mesures. Dans le cas d'études aérodynamiques en configuration essence, le compromis étanchéité respect des surfaces optiques est très bon. Mais dans le cas du Diesel, deux nouveaux paramètres pénalisent ce compromis. Il s'agit en premier de la pression qui est trois à quatre fois plus importante que pour l'essence. L'efficacité de la segmentation doit donc être accrue. Le second paramètre découle de cette forte pression, c'est la température. Sa forte élévation au cours de la compression contraint la segmentation à être résistante à la température et à avoir un coefficient de dilatation thermique assez faible pour garantir la même étanchéité du début à la fin d'un même essai. Mais le contrôle de cette dilatation thermique est aussi là pour éviter tout serrage du piston dans la chambre de combustion. Le serrage du piston est synonyme de destruction des éléments optiques. La segmentation graphite a été retenue pour cette étude et a été placée sur le support du hublot. Ce support est réalisé en *invar*, matériau qui a la particularité d'avoir un coefficient de dilatation faible ($\alpha = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ } \mu\text{m.m}^{-1}\text{ } ^\circ\text{C}$). L'utilisation conjointe de segment graphite et de porte hublot en *invar* permet de diminuer très fortement les risques de casse liés à un serrage du piston dans la chambre de combustion. Afin de limiter la masse d'air perdue par blow-by sur un moteur prototype, une segmentation est en place entre le piston et la chemise du moteur. Jusqu'à maintenant nous utilisons des segments de section carré ou rectangulaire. L'étanchéité était réalisée par le « tierçage » entre les segments. En revanche cette solution ne permet pas de bloquer les segments en rotation, et des fuites d'air par blow-by peuvent apparaître en cours de fonctionnement par alignement des segments entre eux. La solution proposée est de donner une forme biseautée aux deux segments d'étanchéité. Cela permet d'une part de conserver la position initiale des segments (position au montage) par friction au contact entre les deux segments et de permettre la rotation de l'ensemble durant le fonctionnement du moteur. En conséquence, l'étanchéité est meilleure en comparaison des solutions classiques. De plus, l'étanchéité ne se dégrade que par l'usure des segments et non plus de manière imprévue en fonction de l'alignement des segments. Il y a conservation de la position relative entre les deux segments (position du montage) lors du fonctionnement du moteur et donc amélioration de l'étanchéité.

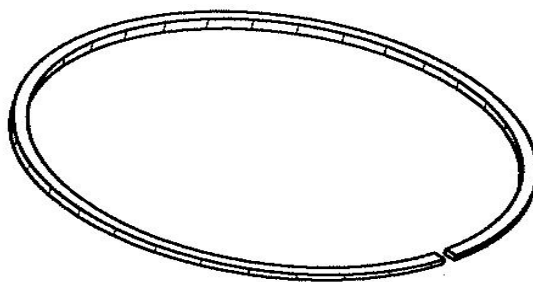


Figure 2-6 Vue de $\frac{3}{4}$ d'un segment biseauté

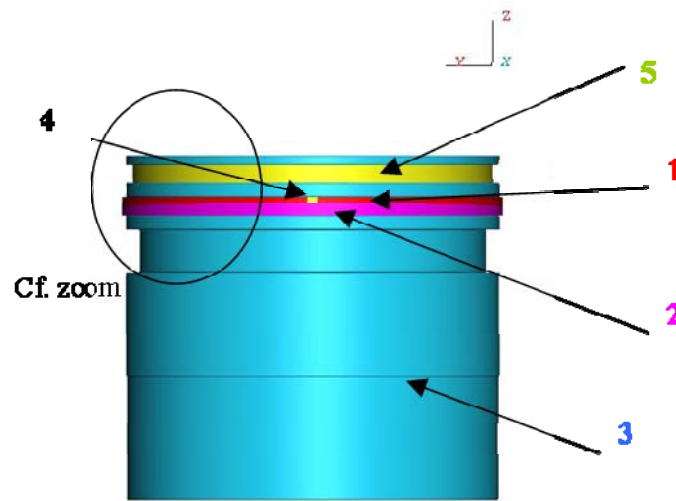


Figure 2-7 Vue des deux segments biseautés en place sur le piston : **1**, segment supérieur ; **2**, segment inférieur ; **3**, corps de piston ; **4**, coupe du segment ; **5**, expandeur

Le dispositif est décrit sur la Figure 2-7 et la Figure 2-8. Le montage des segments **1** (segment supérieur) et **2** (segment inférieur) dans le corps du piston **3** est réalisé tel que les deux segments se superposent et forment une fois assemblés un profil rectangulaire. De plus lors de la mise en référence des segments **1** et **2**, les coupes de segments **4** se trouvent en opposition. L'expandeur **5** permet de garantir l'appui sur le cylindre pour encore favoriser l'étanchéité.

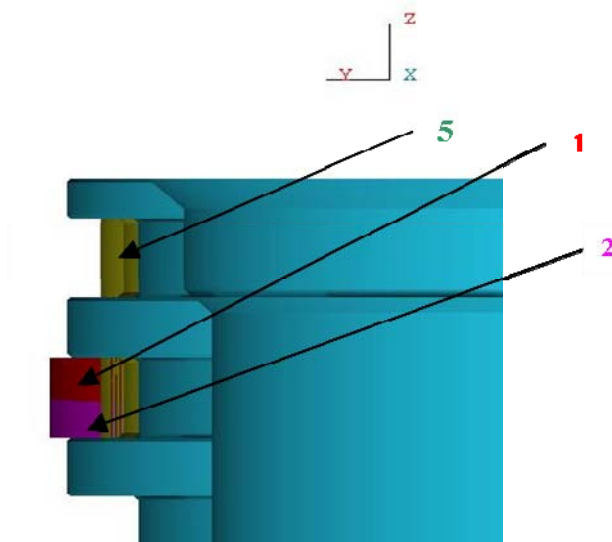


Figure 2-8 Zoom sur la zone logement du segment

Accès optiques

Les phénomènes physiques qui prennent place au cœur du moteur, sont visualisés par des techniques de mesures modernes basées sur l'imagerie laser. Ces techniques, performantes et non intrusives, nécessitent toutefois des accès

optiques pour visualiser l'intérieur du cylindre. Nous allons présenter ici les différents accès optiques utilisés et les moyens correspondants qui ont été mis en œuvre. La visualisation d'un plan de coupe vertical requiert un accès latéral assez large. Pour résoudre ce problème, le cylindre du moteur est remplacé par un cylindre en quartz complètement transparent. Cette technique est couramment utilisée pour l'étude de l'aérodynamique interne des moteurs essence.

Le cylindre en quartz, d'un diamètre extérieur de 120 mm, présente une épaisseur de 20 mm afin de résister aux fortes compressions. Pour l'étude en configuration essence, le cylindre quartz a été conçu pour résister à une pression maximale de 70 bars.

La géométrie d'un piston de moteur Diesel est à la fois particulière et variée. La forme générale du piston est très différente suivant les constructeurs car elle est intimement liée au système d'injection et à la stratégie de combustion. Malgré cette diversité de géométrie, le piston est toujours composé des mêmes types d'éléments : un bol en creux dans le piston (centré ou non), un dôme central et un ré-entrant. Chaque élément a une influence sur l'aérodynamique de la chambre de combustion. La structure en bol, avec une distance culasse - piston faible ($\sim 0,7$ mm), permet d'augmenter le rapport volumétrique du moteur. Il permet également d'obtenir une importante zone de chasse, définie comme la surface du piston moins la surface du bol, ce qui est extrêmement favorable à l'installation du phénomène de squish. Les ré-entrants augmentent les vitesses de squish et favorisent, par l'interaction swirl/squish, la production de turbulence. Enfin le dôme central, outre son effet substantiel sur le taux de compression, permet d'augmenter le niveau de turbulence. Cependant, cette augmentation est beaucoup plus faible que pour les ré-entrants.

Pour des contraintes optiques cependant, il n'a pas été possible d'utiliser un piston avec une géométrie réelle. Nous avons limité notre étude à une configuration géométriquement simplifiée : piston doté d'un bol cylindrique en son centre. Ce problème résolu, il restait à trouver le système pour fixer le hublot sur son support. Cette fixation doit en effet être résistante aux fortes contraintes thermodynamiques (pression-température) ainsi qu'aux accélérations et décélérations du piston. La phase critique du système de fixation est l'admission où une forte dépression est créée dans le cylindre et où la force d'arrachement du hublot est maximale. Pour éviter ce type de problème, nous nous sommes orientés vers une fixation basée sur le collage du hublot en quartz sur le porte-hublot. En plus des contraintes thermodynamiques et dynamiques citées précédemment, le collage doit être compatible avec les dilatations des différents composants du piston. Il doit être suffisamment rigide pour limiter au maximum les mouvements du hublot dans le porte-hublot mais assez souple pour supporter les dilatations de chaque pièce. Pour cette raison, nous avons utilisé de l'*invar* pour la réalisation du porte-hublot car, comme nous l'avons expliqué précédemment dans le cas de la segmentation, cette matière a un coefficient de dilatation thermique faible.

2.3 Vélocimétrie par images de particules

2.3.1 Principe de la technique

L'objectif de la PIV est l'obtention des champs de vitesses représentatifs de l'écoulement à caractériser. De manière générale, l'écoulement estensemencé par de fines particules éclairées dans une section (ou tranche) de l'écoulement par une source lumineuse. La diffusion de la lumière par les particules est enregistrée sur un support numérique en passant à travers un système optique plus ou moins complexe. L'image obtenue est ensuite analysée par un traitement numérique pour extraire le déplacement des particules. L'intégrité d'une mesure PIV et par voie de conséquence, la fiabilité des résultats, repose sur des conditions expérimentales drastiques : des traceurs qui suivent correctement l'écoulement et les différentes échelles d'intérêt, un éclairage homogène de la zone de mesure et des surfaces optiques dont les déformations sont correctement vérifiées et si possible quantifiées.

Le principe de la mesure de vitesse est basé sur deux illuminations consécutives d'une région de l'écoulement, séparées par un intervalle de temps Δt . L'opération est répétée un nombre limité de fois et l'ensemble des paires d'images ainsi obtenues peut ensuite être traité pour obtenir les champs vitesse. Pour cela, chaque image est divisée en cellule d'interrogation élémentaire. Dans chacune de ces cellules, la corrélation spatiale est calculée afin de repérer le motif de particules décalé. Le déplacement le plus probable des particules dans la cellule est alors donné par la position du pic de corrélation. Par suite, en ramenant ce déplacement à l'intervalle de temps séparant les flashes lumineux (ou inter-pulse), on obtient la vitesse la plus probable dans la cellule d'interrogation. Il faut garder à l'esprit que la région du fluide qui est analysée est une tranche de l'écoulement. Elle ne représente donc qu'une partie du volume total fluide.

Lorsque la récupération des images s'effectue au moyen d'une caméra dont l'axe optique est perpendiculaire au plan lumineux, on parlera de PIV bidimensionnelle en deux composantes (PIV 2D2C) puisque seules deux composantes du déplacement dans le volume lumineux de mesures projetées sur le capteur numérique sont récupérées. Les images peuvent aussi être récupérées par un système formé de deux caméras dont l'arrangement optique permet d'obtenir les trois composantes de la vitesse, mais toujours dans le plan de mesure ; on parlera alors de PIV bidimensionnelle en trois composantes (PIV 2D3C). Lorsque les phénomènes auxquels on choisit de s'intéresser sont très rapides, la source lumineuse et les moyens de récupération d'images doivent être cadencés à des fréquences élevées. L'écoulement peut alors être résolu temporellement ; on parlera de Time-Resolved PIV (TRPIV).

Les mesures statistiques effectuées sur le moteur optique ont nécessité l'utilisation de matériels classiques dans l'étude expérimentale des écoulements turbulents. Nous présenterons successivement les techniques expérimentales utilisées pour la détermination des champs de vitesse 2D2C et 2D3C. Notre objectif, ici, n'est pas de présenter de manière exhaustive l'ensemble des méthodes d'imagerie laser, mais plutôt de s'intéresser aux méthodes employées pour caractériser notre aérodynamique interne. On s'intéressera donc, de manière privilégiée, à la PIV 2D2C, à la PIV 2D3C, et à la TRPIV. Les essais en 2D2C ont été réalisés à faible et à haute cadence temporelle. Les essais en PIV 2D3C, quant à eux, ont été effectués uniquement à faible cadence.

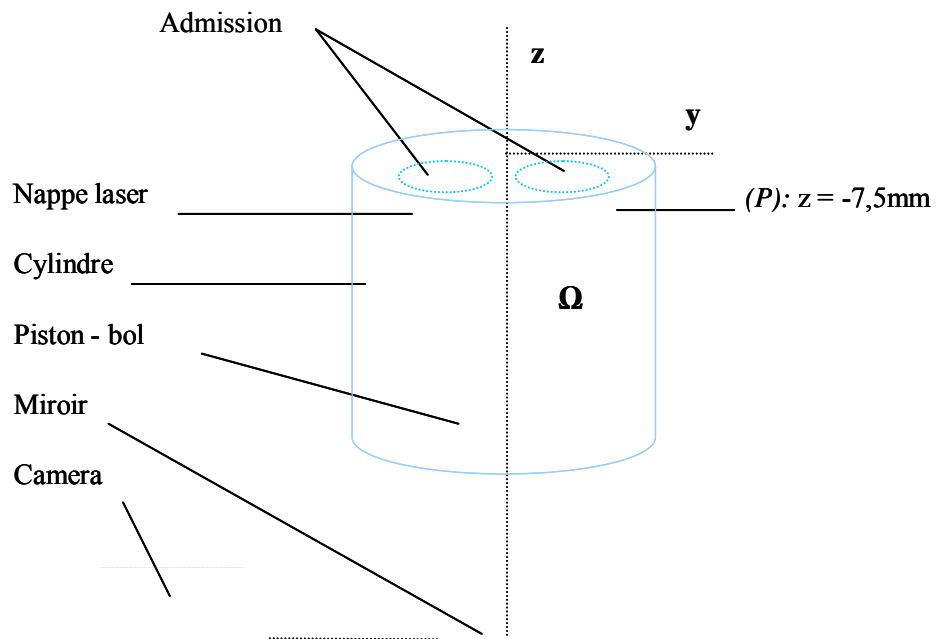


Figure 2-9 Schéma de la configuration expérimentale pour la récupération des plans horizontaux

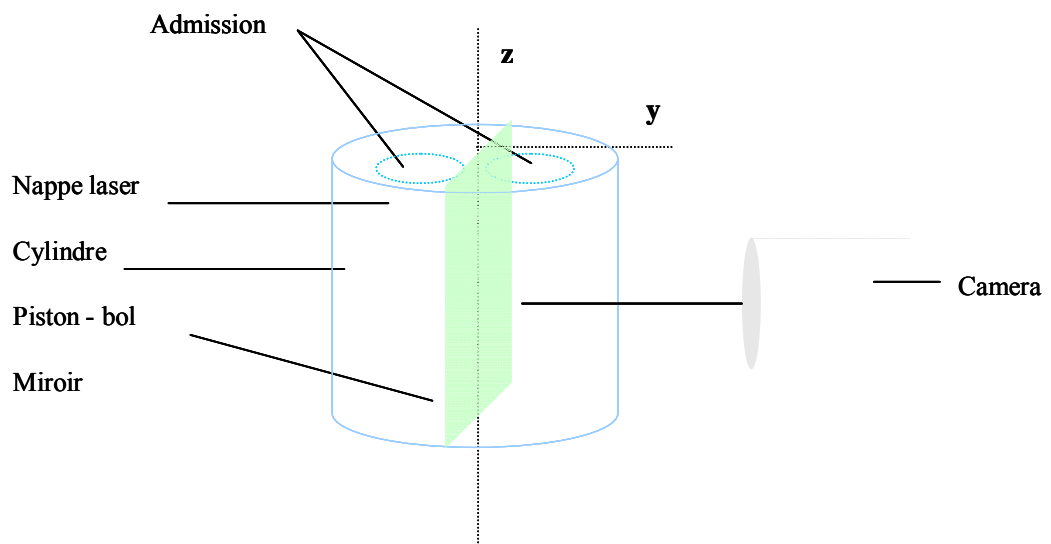


Figure 2-10 Schéma de la configuration expérimentale pour la récupération des plans verticaux

2.3.2 La PIV en deux composantes (PIV 2D2C)

Nous ne reviendrons pas sur le principe détaillé de la PIV 2D2C car celle-ci a déjà fait l'objet d'importants développements par le passé (Westerweel, 1993; Lecordier, 1997) et elle est largement employée aujourd'hui dans le but de quantifier les écoulements industriels. Nous commencerons donc par présenter brièvement le matériel employé dans l'obtention des champs de vitesses pour s'intéresser ensuite à des traitements plus spécifiques de ces champs.

Matériel utilisé

Le système utilisé dans la réalisation des plans statistiques est composé d'une caméra CCD Kodak et d'un laser pulsé Nd: Yag (Quantel B-Twins à double cavité). Le capteur de la caméra possède une résolution spatiale de 1008×1018 pixels². En raison de perturbations lumineuses extérieures, l'objectif utilisé (Nikon) est équipé d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du laser (532 nm) avec une largeur de bande de 3 nm. La nappe laser est créée par étirement du faisceau initial au travers d'une lentille divergente. Chaque impulsion laser est générée en un temps très court ~ 10 ns. Le nappe laser a été réglée entre 500 microns et 1 mm durant les essais en PIV 2D2C. Les mesures ont été réalisées en synchronisant le système PIV avec l'information délivrée par le codeur angulaire. Compte tenu d'une fréquence laser de 10 Hz, pour un régime moteur de 1200 tr/min, il a été possible d'obtenir une mesure, i.e. un champ de vitesses instantanées, à chaque cycle moteur. Cela est particulièrement intéressant pour mettre en évidence les variations cycliques de l'écoulement. Le nombre de cycles acquis par angle vilebrequin examiné est $N=300$. Cela signifie que pour un angle de vilebrequin donné, 300 mesures ont été réalisées. Les angles de vilebrequin qui ont été acquis sont nombreux et constituent une base de données riche d'informations, puisque l'étendue des mesures couvre les courses d'admission, de compression et le début de la détente. Cette base de donnée a été obtenue dans le cadre des travaux de W. Deslandes. Aussi l'ensemble des traitements d'images associés avant le calcul des vecteurs vitesses est largement décrit dans (Deslandes, 2004).

Traitement des images de particules

Le traitement des images résultantes consiste en une intercorrélation adaptative sur des fenêtres d'interrogation de taille finale de 32×32 pixels², avec 50 % de recouvrement. Les grilles obtenues comptent 62×62 vecteurs². La taille réelle des fenêtres d'interrogations (sans recouvrement) est $\Delta \approx 2.5\text{mm}$. Le calcul des vecteurs vitesses est effectué en utilisation le logiciel Flowmanager[®] de la société Dantec Dynamics. Un algorithme subpixel avec décalage de mailles a été utilisé. Ce type de traitement permet de réduire considérablement les biais et les erreurs de corrélation (Lecordier, 1997). Une estimation de l'erreur de déplacement absolue de ces algorithmes est de 0,05 pixels.

Un traitement supplémentaire est effectué sur les champs afin de retirer les vecteurs faux. Plusieurs critères, incluant les détections par la norme de la vitesse, par rapport au vecteur médian (Westerweel, 1993) et par le pic de corrélation ont été appliqués. Une détection par le rapport signal sur bruit de 1,21 a été fixée. Lorsqu'un vecteur faux est détecté, il est remplacé par le vecteur médian pris dans un voisinage 7×7 , ce qui permet de conserver la cohérence spatiale du champ. Le nombre de vecteurs faux contenu dans nos champs a toujours été faible (moins 1% du champ total). Aucun filtrage ultérieur n'est appliqué sur ces champs afin de conserver le maximum d'informations liées notamment à leur structure.

Déformations optiques

Les plans horizontaux sont enregistrés via un miroir de renvoi. La détermination des erreurs liées à la mesure en PIV 2 D2C de l'écoulement dans les plans horizontaux a été effectuée dans (Deslandes, 2004). Ces erreurs, principalement dues à la présence du piston, sont de deux ordres. Nous distinguons les aberrations chromatiques et les aberrations géométriques. Dans notre étude, la lumière utilisée est celle du laser dont longueur d'onde est fixée à 532 nm. Les aberrations chromatiques n'apparaissent donc pas. En revanche, les aberrations géométriques sont à prendre en considération. En effet, même en configuration simplifiée par rapport aux pistons de formes réelles, un bol cylindrique induit des déformations optiques. Pour la détermination de celles-ci, le piston est assimilé à un assemblage de dioptries. L'aberration sphérique a été estimée entre 45 et 60 nm. De plus, Compte tenu de ses faibles angles de champ, l'influence de la coma sur le diamètre de la tâche image des particules peut être négligée (de l'ordre du nm pour une tache de particule de l'ordre du μm). Dans tous les cas envisagés, les déformations obtenues sont négligeables devant la taille des particules utilisées pour l'ensemencement. Par conséquent, ils n'ont pas été corrigés car ils n'affectent pas les résultats de manière significative.

Les plans verticaux sont réalisés à travers la chemise transparente du moteur. La forme cylindrique de cette chemise génère des déformations optiques qui peuvent induire des erreurs lors de la détermination du champ de vitesses. En effet, dans le cas de mesures réalisées dans un plan vertical, la courbure du cylindre provoque une déformation géométrique des images de PIV 2 D2C. La chemise en quartz placée entre l'écoulement et la caméra se comporte comme un dioptre. La Figure 2-11 illustre ce problème.

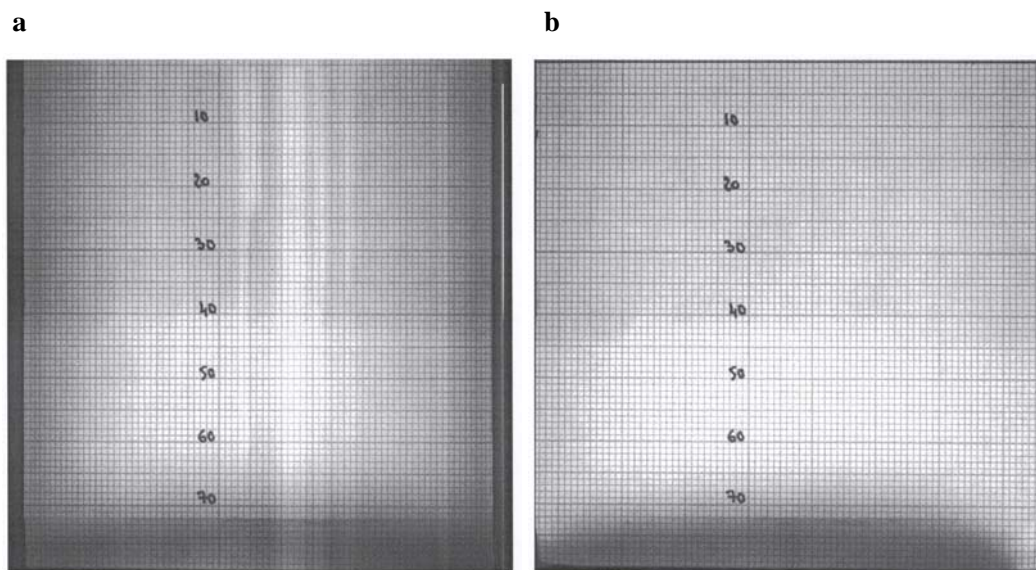
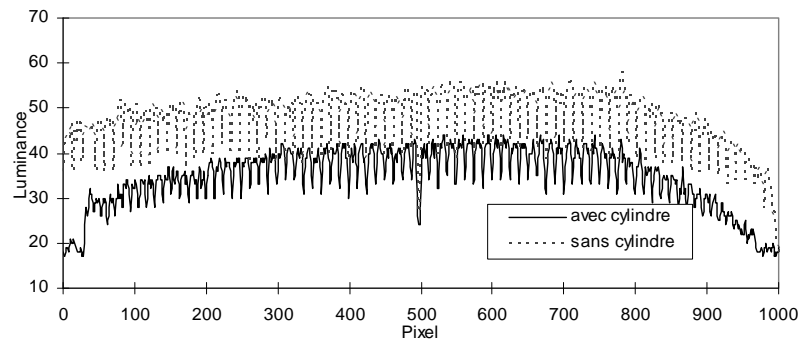


Figure 2-11 Images de mire. **a**, avec cylindre ; **b**, sans cylindre (Baby, 2000)

a



b

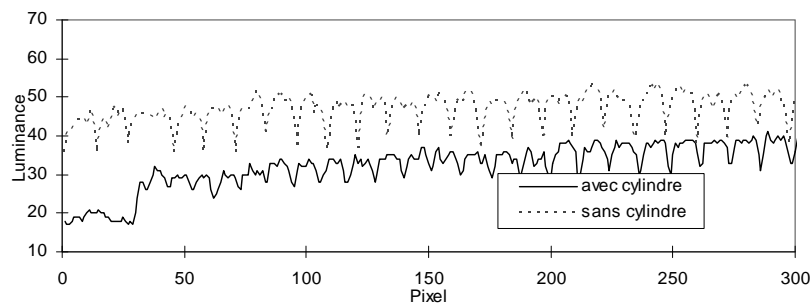


Figure 2-12 Luminance des mires. **a**, alésage complet; **b**, zoom au bord gauche (Baby, 2000)

Elles représentent les images obtenues par la caméra (réglages identiques) d'une même mire millimétrique placée au niveau du plan de mesure en l'absence et en présence du cylindre. Ainsi, les déformations sont prépondérantes en bordure du champ, où le rayon de courbure du dioptré est maximal. Ces déformations optiques sont localisées suivant l'axe horizontal, ce qui se traduit par une variation locale du grandissement optique : le dioptré réduit artificiellement le champ de vision de la caméra, en biaisant particulièrement les distances en bordure du champ. Pour quantifier ces déformations, la position précise du quadrillage millimétré de la mire a été déterminée en présence ou non du cylindre suivant un axe horizontal (normal à l'axe du cylindre vertical). Un seul axe a été caractérisé, car les déformations interviennent uniquement suivant la direction horizontale et sont indépendantes de la position verticale considérée sur le cylindre. Les graphes de la Figure 2-12 présentent la répartition spatiale de la luminance des mires. Chaque minimum local de la luminance caractérise la position en pixel d'une graduation de la mire (un millimètre). Le graphe du bas constitue un grandissement de la zone située en bordure du cylindre. On peut ensuite calculer un taux de déformation en fonction de la position sur l'axe horizontal du cylindre. On constate que la déformation peut atteindre 35 % sur les bords du cylindre. La déformation devient négligeable (inférieure à 3 %) à 15 mm du bord du cylindre. Seul 50 mm du cylindre n'est pas affecté par ce biais et reste invariant aux déformations optiques. Dans les essais PIV 2D2C, ce biais n'a pas été éliminé. En revanche, dans les essais PIV 2D3C, il est pris en compte dans la fonction de calibration. Nous garderons donc à l'esprit que dans les plans verticaux, en PIV 2D2C, dans la zone située à 15 mm du bord du cylindre, la déformation peut engendrer des normes de vitesses modifiées de 35%.

2.3.3 La PIV en trois composantes (2D3C)

Cette méthode de visualisation expérimentale permet d'obtenir les trois composantes de la vitesse en n'importe quel « point » du « plan » de mesure. Le principe de la PIV 2D3C est basé sur la stéréoscopie. A partir de deux systèmes de vision 2D2C, on est capable de reconstruire la troisième composante, moyennant une étape de calibration adéquate. Les différentes configurations pour le montage d'un système 2D3C ont été proposées et examinées dans bien des études antérieures (Soloff et al., 1997; Lecerf, 2000; Callaud, 2003).

Configuration expérimentale et matériel utilisé

Dans notre étude, compte tenu de l'encombrement, la configuration angulaire a été retenue et l'angle entre les deux caméras est de 30° (15° donc par rapport à l'axe du système, cf. Figure 2-13). Nous avons bénéficié de nouvelles caméras pour réaliser les essais en PIV 2D3C. Il s'agit de caméras Flowsense[®] dont la taille des capteurs CCD est de 1600×1200 pixels². Le pitch (distance inter-pixels) est de 7,4 microns. Ces caméras peuvent travailler jusqu'à 15 Hz en double frame. Les caméras sont chacune équipées d'une optique de Scheimpflug qui permet de compenser l'écart de mise au point entre les bords de l'image. Le laser utilisé est le même que pour les essais en PIV 2D2C. Seul le plan vertical n°1 a été acquis durant nos expérimentations en PIV 2D3C.

Reconstruction et prise en compte des distorsions

La visualisation du plan n°1 s'effectue à travers un cylindre d'épaisseur non négligeable. Par conséquent, quelque soit la caméra concernée, il en résultera, en plus de la perspective, une déformation de l'image des particules. En réalité, comme nous l'avons vu concernant la PIV 2D2C, les aberrations optiques peuvent se diviser en deux catégories: chromatiques et géométriques.

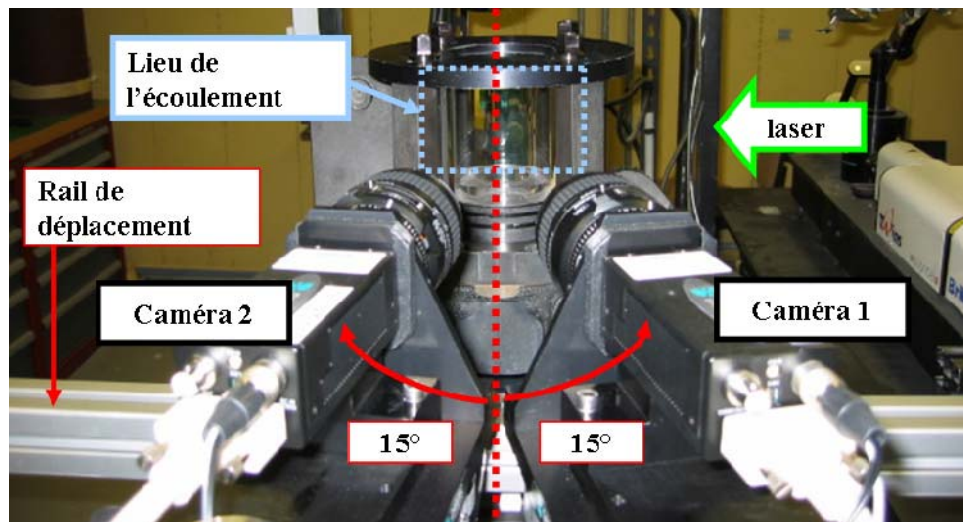


Figure 2-13 Configuration angulaire retenue pour l'acquisition des champs en PIV 2D3C

L'utilisation de la lumière laser dans une seule longueur d'onde ($\lambda=532\text{nm}$) élimine les aberrations chromatiques. En revanche, si les aberrations sphériques et de champ peuvent aussi être négligées (voir paragraphe 2-3-2), il faut tenir compte, en PIV 2D3C, des distorsions pouvant apparaître à cause d'interfaces optiques entre le capteur de récupération de l'image et le lieu de l'écoulement. Dans notre cas, la distorsion est le résultat de la présence du cylindre transparent entre le lieu de l'écoulement et les caméras. Cette distorsion existe aussi en configuration de

PIV 2D2C mais ne se retrouve pas aggravée par la perspective. Pour prendre en compte ces distorsions, plusieurs méthodologies ont été proposées. Des algorithmes de reconstruction tridimensionnelle ont ainsi été proposés. Ils permettent de modéliser les relations entre un point $\mathbf{m} = (x, y, z)$ de l'espace objet, i.e. le repère de mesures, et ses projections dans l'espace image, le repère des caméras n°1 et n°2, $\mathbf{M}^{(1)} = (Y^{(1)}, Z^{(1)})$ et $\mathbf{M}^{(2)} = (Y^{(2)}, Z^{(2)})$. Nous sommes donc amenés à rechercher une relation du type:

$$\begin{bmatrix} \Delta \mathbf{M}^{(1)} \\ \Delta \mathbf{M}^{(2)} \end{bmatrix} = \mathbf{F}(\Delta \mathbf{m}) \quad (1)$$

(Westerweel et al., 1999) proposent une approximation polynomiale du second ordre pour la fonction \mathbf{F} . (Willert, 1997) propose de remplacer ces équations polynomiales par une approximation sous forme de fractions rationnelles. Enfin, (Soloff et al., 1997) propose un algorithme de reconstruction basé sur un calibrage 3D ; l'approximation obtenue est du troisième ordre en y et z et du second ordre en x . Cela permet de tenir compte de la non uniformité du grandissement et des distorsions présentes. La méthode Soloff réside en une procédure de calibration expérimentale combinant en une seule étape la projection des positions des particules et le calcul du déplacement transverse. C'est une méthode purement empirique contrairement aux méthodes de reconstruction géométrique présentée par (Prasad, 2000). Elle ne nécessite aucunement la connaissance de la géométrie du système. La méthode de Soloff est implémentée dans Flowmanager[®]; nous l'avons donc utilisée pour la compensation des distorsions et le calcul de la vitesse transverse \mathbf{U} .

Procédure de calibration

La procédure de calibration va nous permettre de calculer les paramètres de la fonction de passage \mathbf{F} . Pour cela, nous devons acquérir les images d'une mire de calibration dont la position dans le plan objet est connue. Cette mire de calibration doit s'aligner parfaitement avec la nappe laser. Les erreurs d'alignements ont des conséquences importantes sur la précision des résultats (Willert, 1997; Coudert et Schön, 2001; Bjorkquist, 2002). Ces auteurs proposent des algorithmes de traitement permettant de corriger un éventuel désalignement de la nappe par rapport à la mire. Dans nos expérimentations, nous n'avons pas utilisé de tels algorithmes, mais l'alignement a été assurée grâce un système mécanique, incluant des visées et des surfaces d'appui jointes à la mire, permettant de la faire coïncider parfaitement avec la nappe laser. Une image de mire est enregistrée par les deux caméras pour chaque position. La mire doit impérativement "balayer" le volume de la tranche laser. Nous avons ainsi acquis trois positions : $x = -1\text{mm}$, $x = 0\text{mm}$ et $x = +1\text{mm}$ (cf. Figure 2-14). La mire a été déplacée grâce à un plateau micrométrique spécialement conçu. Cette procédure de déplacement de mire a été appliquée par (Soloff et al., 1997). L'augmentation du nombre de positions de la mire peut être envisagée (dans la continuité de nos travaux). Certains auteurs (Hill et al., 2000) utilisent cinq plans de mire lors du calibrage, ce qui permet d'accroître la précision de la fonction \mathbf{F} .

La mire utilisée est composée de points noirs sur fond blanc. Nous avons aussi testé l'inverse, mais la détection des points noirs par l'algorithme de localisation s'est révélée plus efficace. Un point plus large situé au centre de la mire permet d'initier l'étape de détection des points. La présence de quatre points noirs de plus faibles diamètres permet à l'algorithme d'identifier la zone centrale du champ d'écoulement (losange rouge sur la Figure 2-14).

Épaisseur de la nappe laser

Afin de couvrir toute la profondeur de déplacement de la mire, il faut être capable d'évaluer au préalable, l'épaisseur de la nappe laser qui va être utilisée. L'utilisation d'un système stéréoscopique est justifiée par un écoulement fortement tridimensionnel. Pour cela, l'épaisseur de la tranche laser doit être environ deux fois la taille de la fenêtre d'interrogation projetée dans l'espace objet. Ce facteur 2 est nécessaire pour compenser la distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse. Dans notre cas, nous avons une zone d'interrogation de 32×32 pixels avec un pitch de 7,4 microns. Le grandissement optique est de 0,1 au centre de l'image. L'épaisseur moyenne nécessaire est alors de $ep = 2 \times 32 \times 7,4 \times 10 \approx 5 \text{ mm}$, ce qui est relativement épais compte tenu du domaine à visualiser et des surfaces optiques à traverser. La variation du grandissement due à la perspective est faible (angle de vue faible); cela élargit cependant la plage d'épaisseur de la nappe. Nous aurons donc en pratique une nappe laser dont l'épaisseur est comprise entre 4,8 et 5,3 mm. En outre, (Callaud, 2003) observe que plus la nappe laser est épaisse et plus les rapports signal sur bruit des champs de vitesse sont forts. Par conséquent, la mesure sera d'autant plus précise que la nappe laser sera épaisse. Cela nous a conforté dans le choix d'une nappe de 5 mm.

L'introduction d'une nappe épaisse dans notre cylindre et surtout dans le bol du piston provoque des réflexions très pénalisantes pour la réalisation d'une mesure de qualité. Nous avons utilisé, pour limiter ces réflexions, du papier noir mat disposé autour de la che mise et principalement dans la zone d'entrée de nappe. La principale difficulté consiste en fait à éliminer les réflexions pour les deux caméras à la fois. En effet, la caméra n°2 est plus sensible à l'entrée de la nappe dans le cylindre et a donc fait l'objet d'une attention particulière. Cependant, certaines réflexions ont persisté (notamment dans les phases d'admission, où les soupapes réfléchissent la lumière intensément), et nous avons dû nous résoudre à n'exploiter qu'une partie du champ. Ainsi, l'analyse effectuée dans le chapitre 4, est menée sur une zone restreinte à $y \in [-25; 22]$ X $z \in [-70; -10]$.

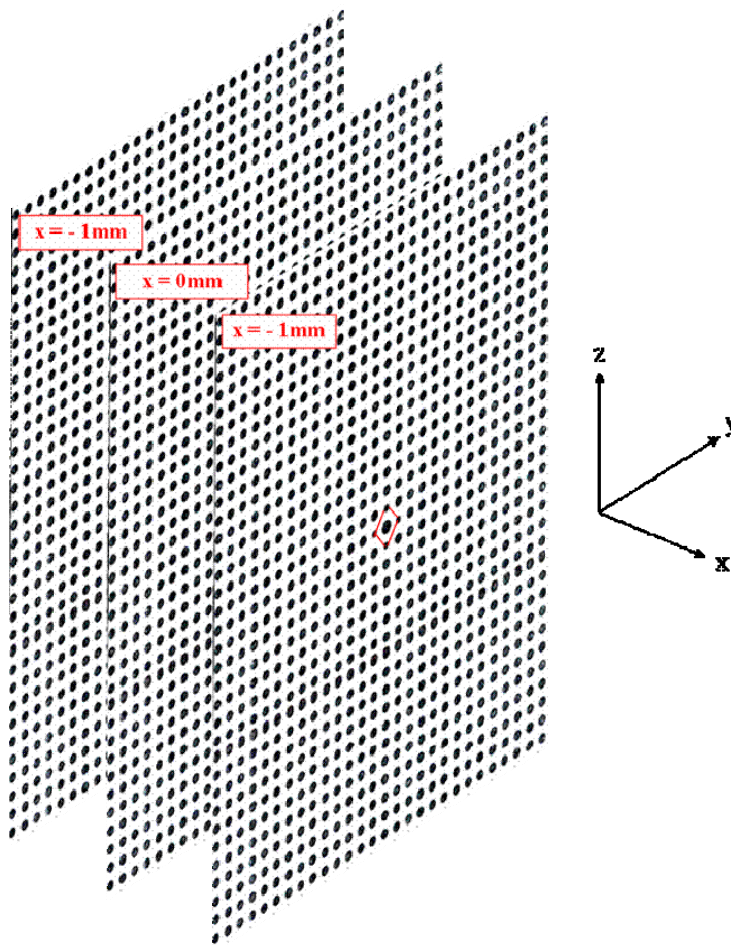


Figure 2-14 Positionnement de la mire dans la procédure de calibration de la PIV 2D3C

Obtention des champs et précisions

Les champs de vecteurs 2C de chaque caméra sont ensuite calculés suivant la même procédure que pour la PIV 2D2C (taille de fenêtre identique, même recouvrement, même algorithme de traitement et de post-traitement). Aucun filtrage supplémentaire n'a été appliqué sur les champs 2C afin d'éviter l'amplification de ce filtrage au cours de la reconstruction de la troisième composante. En outre, une fois que les champs 2C sont calculés, les vecteurs 3C sont rattachés à une grille d'affichage commune d'appariement qui correspond à la zone de recouvrement des deux caméras. C'est pourquoi nous avons fait coïncider le centre optique des caméras avec le centre du champ (centre de la mire). Cela nous a permis d'avoir le plus grand recouvrement possible et donc d'obtenir le meilleur appariement. Un grand soin a donc été apporté à l'élaboration des plans stéréoscopiques présentés au chapitre 4. De même qu'en PIV 2D2C, nous avons obtenu un champ instantané par cycle moteur.

La précision de mesures du système stéréoscopique a été dans notre cas évaluée par déplacement d'un papier de verre à l'intérieur du cylindre, éclairé par un spot de lumière blanche, suivant la direction x. Ce type d'évaluation a déjà été effectué par (Calluaud, 2003). De plus, ce dernier avait réalisé dans un premier temps une évaluation avec un bloc de résine. Ces deux approches sont complémentaires, mais il s'est tout de même avéré difficile, dans notre cas, de quantifier précisément l'incertitude de la mesure grâce à ces méthodes. D'une part, la précision de nos tables

micrométriques se situe dans l'intervalle de confiance des résultats PIV 2D3C obtenus. D'autre part les erreurs dues à l'éclairage en lumière blanche du papier de verre et les réflexions de lumière aux bords du cylindre de quartz empêchent d'attribuer les écarts de déplacement observés à un paramètre particulier. Nous pouvons néanmoins, avec les tests effectués, donner un intervalle de confiance des déplacements d'environ 0,3 pixel pour chaque caméra. (Soloff et al., 1997) ont, pour une distorsion différente (de type "aquarium", donc plus pénalisantes), des erreurs RMS, pour chacune des caméras, de 1,1 et 1,2 pixels. La valeur estimée dans notre configuration nous paraît donc cohérente.

2.3.4 La PIV temporelle (TRPIV)

Les lasers employés en PIV traditionnelle (faible cadence) permettent d'obtenir une fréquence de tirs de quelques dizaines de Hz et vont de pair, par conséquent, avec les capteurs CCD. L'introduction des capteurs CMOS pour la TRPIV a généré le besoin de lasers plus rapides permettant le suivi temporel de l'écoulement.

Matériel utilisé

Dans notre étude, le système PIV haute cadence est composé d'un laser Nd:Ylf (New Wave Research Pegasus PIV) dont la nappe laser est réglée à 1 mm environ. La longueur d'onde délivrée est de 527 nm. Le laser employé est un laser à double tête. Ce type de laser possède l'avantage d'avoir une cadence de tir élevée et une flexibilité d'impulsion plus grande que les lasers PIV conventionnels, à double pulse, mais à une tête. L'autre avantage de ces lasers rapides est l'uniformité de la qualité du faisceau entre deux pulses. Ceci accroît la qualité de la mesure, par une plus grande précision lors du calcul des vecteurs vitesses. La représentation de l'écoulement est donc plus fidèle. L'énergie délivrée par une cavité laser est fonction de la fréquence d'émission du laser. Pour des fréquences de tirs élevées (> 3 kHz), il n'est pas possible d'obtenir une énergie suffisante (> 5 mJ) pour illuminer certains plans lors d'essais moteur. Les plages d'énergie utilisées dans la plupart des cas pratiques se limitent autour de 5 mJ / cavité.

Une caméra à capteur CMOS de 512×512 pixels² (Nanosense ® Dantec Dynamics) a été utilisée. Les capteurs de type CMOS permettent de réaliser des mesures à des fréquences d'acquisition plus élevées que celles obtenues par des capteurs CCD standard. Un capteur CMOS peut acquérir des milliers d'images à la seconde alors qu'un CCD ne pourra en acquiesir que quelques dizaines. En revanche, il faut préciser que l'augmentation du taux d'acquisition d'images s'accompagne d'une baisse de la résolution spatiale. Les caméras rapides disposent donc d'une résolution spatiale moins importante que leur équivalent CCD employées actuellement. La distance interpixel (pitch) est aussi plus importante.

Ensemencement et illumination

La résolution temporelle de l'écoulement interne au moteur résulte d'un ajustement entre le régime moteur, la cadence de tir du laser et la fréquence d'acquisition de la caméra. Les points délicats de la mesure concernent :

- *l'ensemencement* : l'écoulement étant suivi du rant au moins un cycle, c'est la même concentration de traceur qui est utilisée entre le PMB et le PMH. Or la présence de volumes non constants au cours du cycle (bol, volume principal) rend le dosage du traceur difficile. La concentration doit être suffisante pour obtenir un bon niveau de corrélation au PMB, tout en n'offrant une densité assez faible, afin d'éviter tout encrassement pénalisant et permettre le calcul des vitesses au PMH.
- *l'illumination* : le laser garde une intensité constante durant la mesure. Or, entre le PMB et le PMH, la zone à mesurer varie considérablement, surtout pour les mesures en plan vertical ou dans le cas de mesures dans le bol au PMH. Le risque est alors de perdre le signal par saturation du capteur (« blooming ») si l'intensité

lumineuse est trop forte, mais nécessaire à la réalisation de la mesure au PMB par exemple. Une intensité d'éclairement moyenne est alors à trouver. Tout mauvais réglage initial ne peut être compensé dans le cas d'une saturation de capteur.

L'énergie laser est réglée à 5mJ afin de conserver une bonne qualité de mesure en admission et en compression, du PMH au PMH. L'inter-pulse a été fixé à 25 μ s, ce qui nous a permis de suivre les gradients de vitesse durant l'admission et la compression. Au total, sur le plan $z=-7,5$ mm, 8000 doublets ont été obtenus, parmi lesquels nous avons extraits 12 cycles consécutifs qui présentaient les meilleurs signaux au PMB et au PMH. Sur les cycles restants, la mesure, valide dans le cylindre, était pénalisée par l'encrassement dans le bol. L'étude des plans issus de la TRPIV se limitera donc à ces 12 cycles consécutifs, chacun d'entre eux étant composé de 31 champs.

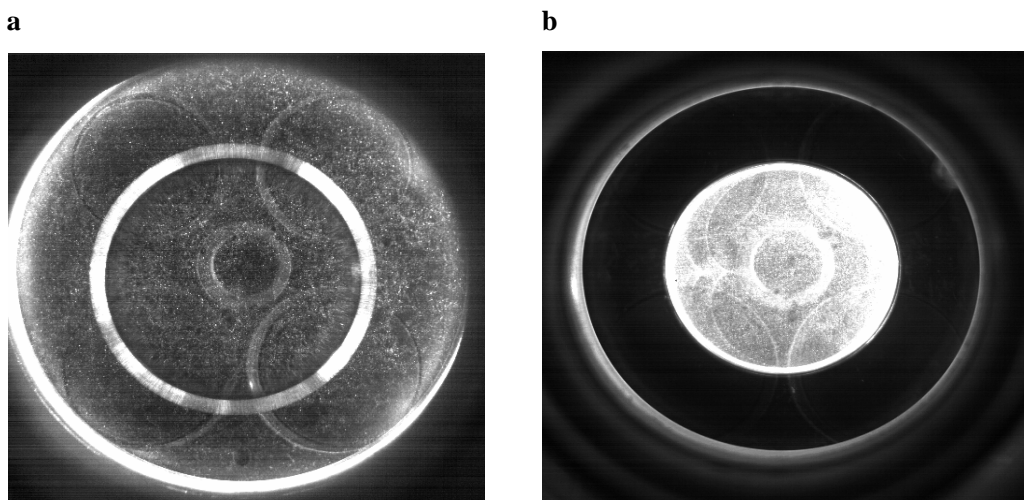


Figure 2-15 Image de particules obtenue en TRPIV. **a**, au RFA; **b**, au PMH

Post-traitement des images

Pour un régime moteur de 1 200 tr/min, l'intervalle entre chaque CAD acquis est $\Delta\theta = 4,8(\pm 0.5)$ CAD. Outre les difficultés inhérentes à la mesure, il faut mentionner les contraintes engendrées au niveau de l'obtention des vitesses (intercorrélations des images) :

- Lors des mesures non résolues en temps, les images sont obtenues tous les cycles. Pour optimiser le calcul des vitesses à partir d'images peu bruitées (réflexions, encrassement,...), le traitement classique passe par le calcul d'une image moyenne d'ensemble. Or dans le cas de mesures TRPIV, cette image est obtenue sur un nombre de cycles réduits, et il n'est pas possible de calculer celle-ci à partir d'images successives car le domaine de visualisation varie. Le traitement des images pré-corrélation passe donc par un filtrage adapté issu d'algorithmes spécifiques de traitement d'images (filtrage passe-haut de type Laplacien sur un voisinage 5x5, cf. Figure 2-16 par exemple).

- Afin de retirer les vecteurs hors cylindre, le traitement traditionnel préconise l'utilisation d'un masque. Lorsque le domaine de visualisation est constant au cours de la mesure, cela ne pose pas de problème, puisque le même masque peut être utilisé pour toutes les images. En revanche, dans le cadre d'une variation du domaine de visualisation (plan horizontal à cause du cône de visualisation, plan vertical à cause du mouvement du piston), le masque utilisé doit faire l'objet d'un dimensionnement particulier.

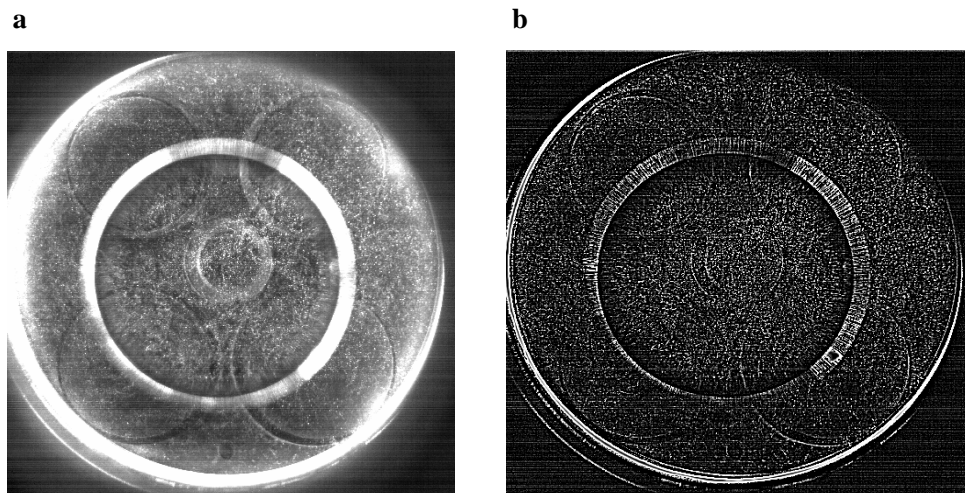


Figure 2-16 Image de particules obtenue en TRPIV au PMB. **a**, image brute ; **b**, image traitée en filtrage passe-haut

Le calcul des vecteurs est composé, à l'instar de son homologue à faible cadence, d'une série d'opérations visant à obtenir le meilleur signal possible et à retirer les vecteurs faux. Une intercorrélation adaptative avec déformation de mailles et algorithme subpixel est ainsi appliquée. La taille des fenêtres d'interrogation finale est de 32×32 pixels², avec 75% de recouvrement. Les grilles de vecteurs obtenues sont donc composées de 61×61 vecteurs². La résolution spatiale est alors de 1,24 mm et la taille réelle des fenêtres d'interrogation est $\Delta \approx 4,96 \text{ mm}$

2.3.5 Ensemencement

Le choix des particules pour représenter fidèlement les déplacements de meure crucial. En effet, pour restituer de manière exacte ces déplacements, elles doivent être les plus petites possibles et doivent avoir des propriétés voisines de celles du fluide. De plus, l'information recueillie par le capteur numérique est la diffusion de la lumière par les particules, qui est directement liée au diamètre de celles-ci et à la source d'illumination. S'interroger sur la qualité d'un ensemencement revient donc à aborder les questions de la représentativité du déplacement des particules par rapport au fluide environnant, celles liées à leurs propriétés diffusantes et enfin traiter le problème de la génération des particules et de leur introduction au sein de l'écoulement. Pour suivre et examiner les caractéristiques des particules dans les écoulements, on suppose que les particules sont sphériques et que leur concentration est suffisamment faible pour qu'elles évoluent indépendamment les unes des autres. Le cas des particules de diamètre irréguliers (agglomérats, défauts de broyage,...) peut être traité en utilisant le diamètre aérodynamique équivalent. Pour que la vitesse des particules soit représentative de la vitesse de l'air environnant, le temps de réponse des particules doit être petit devant les échelles de temps caractéristiques des structures présentes dans le domaine à analyser.

Pour les expériences par PIV dans les gaz, avec un rapport de densité tel que $s = \rho_p / \rho_f \gg 1$, l'effet du gradient de pression est négligeable. Nous pouvons mettre en évidence, dans l'équation du mouvement de la particule une fréquence caractéristique C du mouvement de la particule, définie au moyen du coefficient de traînée C_D de la particule:

$$C = 3/4 C_D \text{Re}_p \mu_a / \rho_p d_p^2 \quad (2)$$

Où Re_p est le nombre de Reynolds particulaire, μ_a la viscosité dynamique de l'air, ρ_p la masse volumique des particules, et d_p le diamètre des particules, supposées sphériques dans un échantillon monodispersé. Le coefficient de traînée est donné par $C_D = 24/\text{Re}_p$ dans notre type d'écoulement. La fréquence caractéristique ainsi que l'échelle de temps associées sont donnés par :

$$\tau_p = 1/C = \rho_p d_p^2 / 18 \mu_a \quad (3)$$

Le temps caractéristique des particules peut ensuite être comparé à un temps caractéristique d'un mouvement de grande échelle donné, à celui d'une structure turbulente ou encore à ce lui imposé par un changement de condition limite de l'écoulement. Si l'on note, par exemple, τ_f ce type de temps caractéristique, nous pouvons former un nombre de Stokes, tel que :

$$St = \tau_p / \tau_f \quad (4)$$

La comparaison du nombre de Stokes à l'unité donne alors l'inertie relative de la particule à la structure/condition observée.

L'application de la PIV en configuration Diesel a entraîné une série importante de tests afin de déterminer les particules à utiliser. En effet, les contraintes associées à leur emploi sont sévères. Nous avons employé, dans notre cas, des particules solides, afin d'éviter leur évaporation en milieu de compression, lorsque la température à l'intérieur de la chambre dépasse les 250°C. L'emploi traditionnel de gouttelettes d'huile ne pouvait donc convenir à notre type d'expérimentation. De plus, le matériau constituant les particules devait être non abrasifs pour éviter tout serrage avec la chemise et la segmentation. Finalement, le dioxyde de zirconium (ou zircone ZrO_2) s'est montré satisfaisant. Dans la première partie de notre étude, concernant les plans statistiques issus des mesures à faible cadence temporelle en PIV 2D2C, les particules employées ont un diamètre médian de l'ordre de $d_p \approx 7 \mu\text{m}$. Par suite, nous avons réussi à optimiser ce résultat en utilisant d'autres techniques de broyage sur cette même poudre. Le diamètre médian a ainsi été abaissé à $d_p \approx 1,2 \mu\text{m}$, ce qui permet d'avoir un gain considérable en temps de réponse. Cette poudre, plus fine, a été utilisée dans les essais en PIV 2D3C et en TRPIV. Dans la course à la réduction du diamètre médian, il faut cependant garder à l'esprit qu'un diamètre trop faible entraîne une non-optimalité au niveau de la diffusion de la lumière. En effet, la condition optimale de diffusion de la lumière laser incidente est la condition de Mie qui stipule que la particule diffusera au mieux si $d_p \approx 10\lambda \approx 5 \mu\text{m}$. Par conséquent l'utilisation de particules trop petites ne permet pas de récupérer suffisamment de signal sur le capteur numérique. Dans notre cas, le signal est satisfaisant, bien que l'on ait $d_p \approx 2\lambda$ dans les mesures 2D3C et TRPIV. Les particules de ZrO_2 de diamètre $d_p \approx 7 \mu\text{m}$ seront nommés dans la suite *particules 1* et celles de diamètre $d_p \approx 1,2 \mu\text{m}$ seront notées *particules 2*.

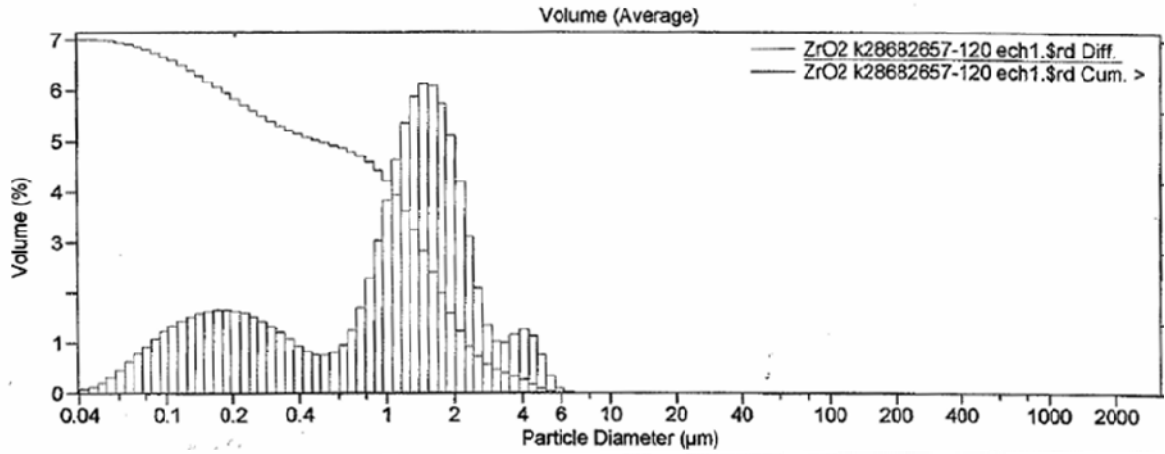


Figure 2-17 Granulométrie des particules 2. Diamètre médian à 1,2 µm

Le temps caractéristiques des particules τ_p est une fonction de l'angle de vilebrequin, car la viscosité de l'air dans la chambre augmente durant la compression. La loi de Sutherland stipule en effet que la viscosité dynamique μ_a augmente avec la racine carrée de la température de l'air T_a dans la chambre:

$$\mu_a \propto \sqrt{T_a} \quad (5)$$

Où T_a est obtenue, pour nos estimations ultérieures, par calcul théorique (compression adiabatique du gaz). Par conséquent, le temps de réponse des particules décroît entre le PMB et la PMH. Afin d'évaluer la qualité de l'ensemencement pour notre écoulement, nous avons comparé τ_p , dans les tableaux 2-3 à 2-5, à quatre échelles de temps particulières:

(i) $\tau_e = S/\bar{V}_p$ est l'échelle de temps du moteur. S représente la course du piston et \bar{V}_p est la vitesse moyenne de piston. Cette échelle de temps caractérise le taux de variation de l'écoulement imposé par les conditions aux limites variables en temps. Nous remarquons que $\tau_p \ll \tau_e$. Cela qui signifie que les particules d'ensemencement sont donc capables de suivre ces changements.

(ii) $\tau_s = 1/\omega_s$ est l'échelle de temps correspondant au retournement d'un tourbillon moyen. ω_s est un taux de rotation équivalent calculé classiquement par $\omega_s = R_s \cdot \omega$ où R_s est le nombre de swirl et ω la vitesse de rotation du moteur. Au PMH, ω_s augmente et peut être estimé en supposant la conservation du moment cinétique de la charge moyenne. Les particules utilisées montrent un bon suivi de l'écoulement caractéristique de tourbillon.

(iii) $\tau_t = L/u'$ est l'échelle de temps de retournement de la turbulence. L est la taille des tourbillons contenant de l'énergie et u' est un ordre de grandeur de la déviation standard de la vitesse associée à ces tourbillons. Nous nous intéressons ici aux propriétés globales de l'écoulement, donc nous ne pouvons utiliser les estimations de (Lumley, 1999): $(\theta, L, u') = (90^\circ, b/6, 10\bar{V}_p)$; $(\theta, L, u') = (180^\circ, b/6, \bar{V}_p)$; $(270^\circ, b/6, \bar{V}_p/2)$; $(360^\circ, p/6, \bar{V}_p/2)$ où b est l'alésage du moteur, p est la profondeur du bol et \bar{V}_p est la vitesse moyenne de piston. Pour ces quatre phases,

τ_t est précisé dans le Tableau 2-3. Un nombre de Stokes, défini comme $S_t = \tau_p / \tau_t$, peut être estimé et l'ordre de grandeur obtenu pour les trois dernières phases est de 1/10. Les particules sont donc capables de suivre les grandes échelles de du champ turbulent.

(iv) $\tau_\Delta = \tau_t (\Delta/L)^{2/3}$ est le temps de retournement des petits tourbillons de taille Δ , échelle de la fenêtre d'interrogation PIV. La maille PIV fixe effectivement la taille des plus petites structures turbulentes observables. Dans nos essais en PIV 2D2C et PIV 2D3C, cette taille est quasi-identique égale à $\Delta \approx 2,5mm$. Dans nos essais en TRPIV, la haute cadence nous a contraint à réduire la résolution spatiale et la taille des cellules (réelles, i.e. sans recouvrement) est alors de $\Delta TR \approx 5mm$. Dans le Tableau 2-3, le temps τ_Δ a été estimé pour $\theta = 90^\circ$, $\theta = 180^\circ$ et $\theta = 270^\circ$ CAD uniquement, car notre estimation est valable si les tourbillons de taille Δ appartiennent aux échelles inertielles (Tennekes et Lumley, 1972).

Pour les particules 1, le nombre de Stokes $S_{t\Delta} = \tau_p / \tau_\Delta$ est de l'ordre de $S_{t\Delta} \approx 0,3$. De plus, $(\Delta/L) \approx 1/5$ à $\theta = 180, 270^\circ$ CAD et $(\Delta/L) \approx 2/5$ à $\theta = 360^\circ$ CAD. Cela signifie que le filtrage spatial induit par la PIV et le filtrage temporel dû aux particules nous empêche d'obtenir une résolution précise du spectre turbulent au sein des mesures effectuées avec les particules 1. Nous voyons aussi que l'usage des particules 1 est critique en phase d'admission pour suivre les mouvements turbulents. Nous nous permettrons donc, dans l'analyse des champs à 90° CAD, à statuer uniquement sur les variations cycliques de l'écoulement. L'utilisation des particules 2 permet notamment de combler cette lacune (cf. Tableau 2-4) puisque dans tous les cas où elles sont utilisées, les mouvements turbulents peuvent être détectés. Dans la suite de notre étude, nous nous sommes focalisés uniquement sur la variabilité des grandes échelles de l'écoulement. L'ensemencement utilisé permet donc de justifier la démarche adoptée.

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
$\tau_p \text{ (s) [1]}$	$3,5 \times 10^{-4} \text{ 3,}$	$5 \times 10^{-4} \text{ 3}$	$,2 \times 10^{-4} \text{ 1,5} \times 10$	$^{-4}$
$\tau_e \text{ (s)}$	$2,5 \times 10^{-2} \text{ 2,}$	$5 \times 10^{-2} \text{ 2}$	$,5 \times 10^{-2} \text{ 2,5} \times 10$	$^{-2}$
$\tau_s \text{ (s)}$	$4,0 \times 10^{-3} \text{ 4,}$	$0 \times 10^{-3} \text{ 4}$	$,0 \times 10^{-3} \text{ 1,0} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_t \text{ (s)}$	$3,6 \times 10^{-4} \text{ 3,}$	$6 \times 10^{-3} \text{ 3}$	$,6 \times 10^{-3} \text{ 1,3} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_\Delta \text{ (s)}$	$1,2 \times 10^{-4} \text{ 1,}$	$2 \times 10^{-3} \text{ 1}$	$,9 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-3 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la PIV 2D2C (utilisation des particules 1, la taille réelle des cellules PIV est de 2,5 mm)

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
$\tau_p \text{ (s) [2]}$	$1,0 \times 10^{-5} \text{ 1,}$	$0 \times 10^{-5} \text{ 0}$	$,8 \times 10^{-5} \text{ 0,4} \times 10$	$^{-5}$
$\tau_e \text{ (s)}$	$2,5 \times 10^{-2} \text{ 2,}$	$5 \times 10^{-2} \text{ 2}$	$,5 \times 10^{-2} \text{ 2,5} \times 10$	$^{-2}$
$\tau_s \text{ (s)}$	$4,0 \times 10^{-3} \text{ 4,}$	$0 \times 10^{-3} \text{ 4}$	$,0 \times 10^{-3} \text{ 1,0} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_t \text{ (s)}$	$3,6 \times 10^{-4} \text{ 3,}$	$6 \times 10^{-3} \text{ 3}$	$,6 \times 10^{-3} \text{ 1,3} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_\Delta \text{ (s)}$	$1,2 \times 10^{-4} \text{ 1,}$	$2 \times 10^{-3} \text{ 1}$	$,9 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-4 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la PIV 2D3C (utilisation des particules 2, la taille réelle des cellules PIV est de 2,5 mm)

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
$\tau_p \text{ (s) [2]}$	$1,0 \times 10^{-5} \text{ 1,}$	$0 \times 10^{-5} \text{ 0}$	$,8 \times 10^{-5} \text{ 0,4} \times 10$	$^{-5}$
$\tau_e \text{ (s)}$	$2,5 \times 10^{-2} \text{ 2,}$	$5 \times 10^{-2} \text{ 2}$	$,5 \times 10^{-2} \text{ 2,5} \times 10$	$^{-2}$
$\tau_s \text{ (s)}$	$4,0 \times 10^{-3} \text{ 4,}$	$0 \times 10^{-3} \text{ 4}$	$,0 \times 10^{-3} \text{ 1,0} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_t \text{ (s)}$	$3,6 \times 10^{-4} \text{ 3,}$	$6 \times 10^{-3} \text{ 3}$	$,6 \times 10^{-3} \text{ 1,3} \times 10$	$^{-3}$
$\tau_{\Delta TR} \text{ (s)}$	$1,8 \times 10^{-4} \text{ 1,}$	$8 \times 10^{-3} \text{ 3}$	$,7 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-5 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la TRPIV (utilisation des particules 2, la taille réelle des cellules PIV est de 4,96 mm)

2.4 Synthèse du chapitre

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des techniques et des moyens qui ont été déployés afin d'obtenir les champs de vitesses à l'origine de notre analyse. Notre travail sur le moteur transparent a permis d'améliorer son étanchéité, en minimisant les fuites par la segmentation. L'instrumentation a aussi été améliorée. L'utilisation des nouveaux capteurs et d'une station d'acquisition rapide a permis de contrôler au mieux nos essais et de limiter les casses éventuelles.

Enfin, nous avons présenté les moyens optiques associés à la vélocimétrie par images de particules. Un développement important a été réalisé sur l'ensemencement pour réduire la taille des particules utilisées et le contrôle de leur granulométrie. Cela permet aujourd'hui de suivre l'écoulement avec plus de précision. Nous avons d'ailleurs complété la base de données existante par de nouvelles mesures en PIV 2D2C. Ces nouvelles mesures ont été réalisées afin d'estimer l'impact d'une modification des conditions de génération de l'écoulement (désactivation d'une des soupapes) sur la structure tourbillonnaire en milieu de compression. Nous avons aussi réalisé des mesures permettant de « suivre » l'écoulement dans un plan, à l'intérieur et au-dessus du bol. Ces nouveaux résultats ne seront pas exploités dans ce document. Ils serviront de support pour des travaux ultérieurs. Les résultats de la PIV 2D2C de la base de W. Deslandes seront exploités dans les chapitres 4, 5 et 6. Les champs que nous avons obtenus en PIV 2D3C seront utilisés dans le chapitre 4 pour discuter de la structuration de l'écoulement. Enfin, nos résultats en TRPIV seront exploités au chapitre 6.

2.5 Bibliographie du chapitre

- Bjorkquist DC** (2002). Stereoscopic PIV calibration verification. In : Proceedings of the 11th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- Callaud D** (2003). Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par P.I.V. Stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi au tour d'un parallélépipède. PhD Thesis, Université Poitiers.
- Coudert S ; Schon JP** (2001). Back-projection algorithm with misalignment corrections for 2D/3C Stereoscopic PIV. *Meas.Sci.Technol* **12**: 1371-1381.
- Deslandes W** (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Hill DF ; Sharp KV ; Adrian RJ** (2000). Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a Rushton turbine. *Experiments in Fluids* **29**: 478-485.
- Lecerf A; Renou B; Allano D; Boukhalfa A; Trinité M** (1999). Stereoscopic PIV : validation and application to an isotropic turbulent flow. *Exp in Fluids* **26**: 107-115
- Lecordier B** (1997). Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules. Faculté des Sciences de l'Université de Rouen.
- Lumley JL** (1999). Engines, an introduction. Cambridge University Press.
- Prasad AK** (2000). Stereoscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, vol. **29**, pp 103-116.
- Soloff SM, Adrian RJ, Liu ZC** (1997). Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry", *Measurement Science and Technology*, vol.**8**, pp 1441-1454.
- Tennekes H ; Lumley JL** (1972). A first course in turbulence. Cambridge. The M.I.T. Press.
- Towers DP; Towers CE** (2004). Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*. **15**:1917-1925.
- Westerweel J** (1993). Digital particle image velocimetry, theory and application. Delft university press.
- Westerweel J, Van Oord J** (1999). Stereoscopic PIV measurements in turbulent boundary layer. In Stanislas M, Kompenhans, J Westerweel J (eds). Particle image velocimetry: progress toward industrial application. Kluwer, Dordrecht.
- Willert C** (1997). Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. *Measurement Science and Technology*, vol. **8**, pp 1465-1479.

Chapitre 3

Outils analytiques de traitement

Nous présenterons dans ce chapitre l'ensemble des techniques de traitement des champs de vitesses. Le traitement brut des données (détection et élimination des vecteurs erronés, filtrage,...) issus des expérimentations ayant été présenté au chapitre précédent, nous aborderons ici uniquement le post-traitement des champs de vitesses que nous considérons validés.

Dans un premier temps, nous présenterons les traitements « classiques » associés à la décomposition de Reynolds des champs de vitesses. Ce traitement statistique est fort utile pour une première description des écoulements internes. Il permet d'une part d'obtenir une vision globale de l'écoulement, au travers des champs moyens. L'analyse des fluctuations permet, quant à elles, d'examiner les zones de l'écoulement susceptibles d'être le siège de variabilité cyclique importante (Enotiadis, 1990). Cette présence de variations cycliques importantes au sein de l'écoulement nous amènera à aborder une décomposition alternative, la décomposition orthogonale en modes propres (POD), basé sur un critère énergétique. Grâce à cette technique, nous nous focaliserons dans la suite de ce manuscrit sur les mouvements de grande échelle présents au sein de l'écoulement. D'autres décompositions ont bien entendu vu le jour ces dernières années. Les techniques par ondelettes ou par transformée de Fourier (Joo et al., 2004) ont donné des résultats intéressants. Cependant, le potentiel de ces techniques pour la corrélation d'événements ou l'analyse de plusieurs phases de l'écoulement n'a pas encore été révélé. Nous nous intéresserons par conséquent uniquement à la POD et à ses extensions, parmi lesquels nous comptons la POD étendue et la POD invariante en phase.

L'E-POD permet de corréler plusieurs événements énergétiques se déroulant au sein d'un écoulement. Son application a été proposé dans la thèse de (Maurel, 2001) sur un écoulement de rouleau en formation. Nous décrirons dans la suite la procédure utilisée notamment au chapitre 4. La POD invariante en phase a été proposé initialement par (Fogleman, 2004) pour examiner les variations cycliques d'un écoulement de rouleau compressé. Cette technique peut être abordée de diverses manières. Nous examinerons dans une dernière section ses principes et nous donnerons la méthodologie que nous avons choisie de retenir pour le traitement de nos champs de vitesses.

3.1 Traitement statistique des champs de vitesses

L'écoulement interne au moteur est de nature cyclique. Cette caractéristique suggère donc l'utilisation de la technique dite de moyennage d'ensemble. Dans un cycle numéro n , à l'angle de vilebrequin θ , le vecteur vitesse à la position \mathbf{x} est donnée par :

$$\mathbf{U}(n, \theta, \mathbf{x}) = \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (6)$$

Où $\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle$ est la moyenne d'ensemble, ou moyenne de phase, établie sur un nombre significatif de cycles N , à l'angle de vilebrequin θ :

$$\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (7)$$

Dans nos résultats PIV, le nombre de champs acquis par phase moteur est $N=300$. Compte tenu d'un niveau de fluctuation allant de 4 à 8 m/s dans le plan de mesure (cf. chapitres 4 et 5) et d'un intervalle de confiance de 95%, l'erreur sur la détermination de la moyenne se situe entre 0,4 et 0,6 m/s.

$\mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})$ représente le champ fluctuant au tour de la moyenne d'ensemble. On peut définir, à partir de cette décomposition, un écart-type du champ de vitesse, comme écart-type par $\sqrt{\langle \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})^2 \rangle}$. L'énergie cinétique fluctuante est définie par :

$$k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})^2 \rangle \quad (8)$$

Dans les premiers travaux ayant utilisé ce type d'approche, on trouve des valeurs d'écart-type non réalistes. L'écoulement dans le moteur n'est évidemment pas stictement périodique. Or dans l'approche statistique, l'écoulement d'ensemble est supposé invariant d'un cycle à l'autre et est représenté par $\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle$. Les fluctuations cycliques sont donc intégrées dans l'autre partie de la décomposition, donnant ainsi des valeurs très importantes de cette dernière.

(Liou et Santavica, 1985) montrent par exemple que cette surestimation peut atteindre 100 % de la valeur turbulente attendue. Les variations cycliques peuvent donc être importantes. Par ailleurs, (Reynolds, 1990) relie ces variations cycliques du mouvement d'ensemble de la charge par la variation de position, et par la taille des zones de recirculation, et les mêmes sensibles à de petites variations de l'écoulement d'admission. (Arcoumanis, 1987) propose comme origine de cette déstabilisation l'interaction de l'écoulement tourbillonnaire avec l'onde formée à l'ouverture de la soupape. L'objet de la présente étude n'est pas de donner explicitement une origine de ces fluctuations, mais de mettre en œuvre les outils permettant de caractériser leur manifestation et d'ainsi tenter de représenter le mouvement global de l'écoulement compressé.

3.2 Traitement temporel et turbulence résolue dans le cycle

Nous venons de voir que la vitesse d'ensemble de l'écoulement dépend du cycle observé. Or, l'approche statistique décrite précédemment, avec l'utilisation des opérateurs de moyennage d'ensemble, ne parvient pas à reproduire cette propriété de l'écoulement. On cherche donc à distinguer dans les fluctuations de vitesse deux contributions : une fluctuation de l'écoulement d'ensemble autour de sa moyenne et une fluctuation turbulente. Le problème réside dans la détermination de la vitesse moyenne de la charge pour chaque cycle, ou « bulk velocity ». Ces méthodes

d'extraction de la turbulence sont nombreuses et peuvent conduire à des niveaux de complexité importants. La vitesse de l'écoulement, dans le cycle n , se décompose alors selon :

$$\mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) + \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (9)$$

$\tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x})$ définit les fluctuations cycle-à-cycle ou fluctuations de grandes échelles, par opposition aux fluctuations turbulentes ou fluctuations de petites échelles $\mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})$. La vitesse moyenne d'ensemble et les fluctuations de grandes échelles sont souvent combinées pour construire une vitesse caractéristique des grandes échelles :

$$\hat{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (10)$$

La fluctuation turbulente est donnée par la différence entre la vitesse moyenne dans un cycle donné et la moyenne d'ensemble. La vitesse moyenne dans un cycle reste à déterminer. En effet, le traitement de mesures LDV par exemple, impose de choisir une fréquence de coupure adéquate correspondant à un filtrage passe-bas, afin de définir cette moyenne dans le cycle. L'utilisation de la décomposition orthogonale en modes propres (POD) induit le même raisonnement en imposant une coupure énergétique à partir d'un mode fixé dans le spectre POD. Les méthodes par transformée de Fourier rapide (FFT) bidimensionnelle ou fenêtrage de type Hanning imposent aussi la détermination d'une fréquence de coupure caractéristique. Ce paramètre crucial sera examiné dans la suite (notamment au chapitre 5) sous un angle fonctionnel.

3.3 La décomposition orthogonale en modes propres (POD)

3.3.1 Formulation générale

La décomposition orthogonale en modes propres (ou POD) a été proposée en 1967 par Lumley dans le but d'extraire les structures cohérentes des écoulements turbulents. Les "structures cohérentes" introduites dans cette méthode sont celles qui possèdent une énergie cinétique significative et une cohérence au sein de l'écoulement. La POD peut être utilisée comme méthode d'analyse de champs de vecteurs ou de scalaires. De plus, elle peut être couplée à une projection de Galerkin pour obtenir un système dynamique d'ordre bas, en vue du développement de techniques d'optimisation et de contrôle. Cette application a été largement employée ces dernières années dans différentes configurations d'écoulements et principalement en aérodynamique externe. La POD peut aussi être utilisée comme méthode complémentaire à d'autres méthodes d'analyse, comme la LSE (Linear Stochastic Estimation) par exemple (Borée, 2003 ; Agarwal, 2002). L'indéniable avantage de la POD est sa simplicité d'application aux résultats d'expérimentations PIV ou aux résultats de simulations numériques LES/DNS, en particulier sur les champs de PIV 2D. Nous présenterons dans la suite de cette section le principe de la méthode, ainsi que les principales grandeurs que l'on considérera dans l'exploitation de nos champs de vitesses PIV.

Rappelons que le but de la méthode est de fournir une base de fonctions orthonormales, trouvée à partir d'un processus d'optimisation (au sens énergétique). Mais il convient, avant d'aborder le problème complet, d'introduire certaines notations. Soit $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ un champ aléatoire sur $\Omega \times R$ avec $\Omega \subset R^3$. On se restreindra aux fonctions de $L^2(\Omega)$, fonctions de carré intégrables sur Ω . Cela correspond physiquement aux écoulements d'énergie cinétique finie. On considérera aussi ces fonctions comme intégrables par rapport au temps t . Sur $L^2(\Omega)$, on définit le produit scalaire (\cdot, \cdot) et sa norme $\|\cdot\|_2$ associée, de façon suivante:

$$\left. \begin{aligned} \forall (F, G) \in [L^2(\Omega)]^2 \quad (F, G) &= \int_{\Omega} F(\mathbf{x}) \times G(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \\ \|F\|_2 &= (F, F)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

F et G sont à valeurs réelles. Le produit scalaire est ensuite étendu aux fonctions vectorielles :

$$(\mathbf{F}, \mathbf{G}) = \int_{\Omega} \left[\sum_{i=1}^3 F_i(\mathbf{x}) \times G_i(\mathbf{x}) \right] d\mathbf{x} = \int_{\Omega} (\mathbf{F}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{G}(\mathbf{x})) d\mathbf{x} \quad (12)$$

Où (\cdot, \cdot) désigne le produit scalaire associé à la norme euclidienne (produit dyadique). Parallèlement à ces définitions, nous aurons besoin de définir un opérateur de moyennage, noté comme précédemment $\langle \cdot \rangle$, indifféremment moyennage temporel continu ou d'ensemble (auquel cas, l'échelle de temps τ séparant les échantillons est à définir). Les fonctions de décompositions sont les fonctions de la base $(\Phi^{(1)}, \Phi^{(2)}, \dots)$ de représentation des vitesses ayant la propriété de maximiser l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement, au rang 1, par exemple, selon :

$$\left. \begin{aligned} \langle (\mathbf{U}, \Phi^{(1)})^2 \rangle &= \max \langle (\mathbf{U}^{(1)}, \Phi)^2 \rangle \\ \|\Phi^{(1)}\|_2 &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

On montre par un calcul variationnel que Φ est fonction propre du problème suivant :

$$\int_{\Omega} \mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \Phi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' = \lambda \Phi(\mathbf{x}) \quad (14)$$

Où $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ est le tenseur des corrélations en deux points de la vitesse, défini selon :

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \langle (\mathbf{U}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x}')) \rangle \quad (15)$$

La résolution du problème précédent permet de trouver les fonctions $(\Phi^{(1)}, \Phi^{(2)}, \dots)$ et par conséquent, de construire le champ de vitesse, sous la forme :

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} a^{(k)}(t) \Phi^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (16)$$

$$a^{(k)}(t) = (\mathbf{U}(\mathbf{x}, t), \Phi^{(k)}(\mathbf{x})) \quad (17)$$

Les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ forment une suite décroissante vers zéro de réels positifs :

$$\lambda^{(1)} \geq \lambda^{(2)} \geq \dots \geq \lambda^{(k)} \geq \lambda^{(k+1)} \geq \dots \geq 0 \quad (18)$$

La première structure propre est ainsi associée à la première valeur propre. La seconde structure est associée à la seconde valeur propre et ainsi de suite. Les fonctions propres sont orthogonales au sens de la norme carrée par définition, $(\Phi^{(k)}, \Phi^{(j)}) = \delta_{kj}$ et les coefficients de la décomposition sont deux à deux décorrélés, $\langle a^{(l)} a^{(k)} \rangle = \lambda^{(k)} \delta_{lk}$. L'information énergétique est donc contenue dans les coefficients $\lambda^{(k)}$. En combinant ces deux propriétés, l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement E s'écrit :

$$E = \langle \mathbf{U}, \mathbf{U} \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \langle a^{(k)} a^{(k)} \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda^{(k)} \quad (19)$$

En outre, les $a^{(k)}(t)$ et les $|a^{(k)}(t)|$ caractérisent le module des vitesses. Les valeurs propres, quant à elles, donnent la contribution de chaque mode à l'énergie totale. Remarquons que la somme finie des N premières valeurs propres permet de tendre vers l'énergie totale. Par conséquent, la base obtenue par décomposition orthogonale permet la convergence la plus rapide vers l'énergie cinétique moyenne et l'essentiel de cette énergie est concentrée sur les premiers termes du développement. Ce qui explique la troncature usuelle du champ de vitesse à l'ordre N suivante:

$$\mathbf{U}^{\leq N}(\mathbf{x}, t) \approx \sum_{k=1}^N a^{(k)}(t) \Phi^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (20)$$

A partir de la décomposition orthogonale (20), on peut définir un champ de vitesses tronqué à l'ordre m , $\mathbf{U}_n^{\leq m}(\mathbf{x}, \theta)$, défini comme la projection du champ de vitesse sur $m \leq M$ modes:

$$\mathbf{U}_n^{\leq m}(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{k=1}^m a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) \quad (21)$$

L'intérêt d'une telle troncature réside dans la représentation de l'écoulement turbulent sur peu de modes. L'approche classique retient ainsi les modes les plus énergétiques. L'écoulement reconstruit peut être utilisé dans une projection de type Galerkin, dans l'optique de caractériser la dynamique du système. L'autre intérêt de cette troncature serait de fournir une séparation éventuelle entre les fluctuations de grande échelle et les fluctuations turbulentes. La principale difficulté dans cette approche réside dans le choix de l'ordre de troncature m . Cette discussion sera abordée dans la suite de notre étude, notamment dans les chapitres 5 et 6.

3.3.2 Résolution du problème aux valeurs propres par la méthode des snapshots

La résolution du problème aux valeurs propres (cf. Equation 14) peut s'effectuer suivant deux approches : la méthode dite "directe" ou la méthode dite "des snapshots" (ou méthode des instantanés). La première approche consiste à trouver directement les fonctions propres par diagonalisation du tenseur des corrélations bipoints, qui comporte, pour un problème 3D ($3 \times N_m$, $3 \times N_m$) termes, où N_m est le nombre de points contenus dans l'espace. Typiquement, $N_m=62 \times 62$ dans nos champs PIV 2D2C et $N_m=59 \times 78$ dans nos champs PIV 2D3C. Pour un problème 2D, ce tenseur se réduit à ($2 \times N_m$, $2 \times N_m$) termes, ce qui est considérable et coûteux en temps de calcul. La méthode des snapshots propose une simplification de ce problème, dans le cadre du traitement de M clichés du champ de vitesses (instants privilégiés), pris à $n\tau$ pour n entier positif. Ces clichés doivent être statistiquement indépendants.

Le choix de τ est dicté par des considérations physiques. Dans le cas du moteur, ces instants seront par exemple les cycles, n sera donc le numéro du cycle et τ le temps d'un cycle. L'écoulement est ainsi photographié tous les cycles par exemple, pour un angle vilebrequin θ donné. L'angle vilebrequin joue ici le rôle de la variable temporelle t . Nous emploierons par la suite indifféremment θ ou t , le régime moteur étant fixé. Le champ de vitesse s'écrit:

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, n\tau, \theta) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \quad (22)$$

Nous nous trouvons donc dans le cadre des mesures PIV, acquises tous les cycles moteur. Le tenseur des corrélations doubles $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ s'écrit alors :

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) \quad (23)$$

Pour M suffisamment grand, on oublie le passage à la limite et l'on écrit directement:

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) = \langle \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) \rangle \quad (24)$$

Formulons l'hypothèse (H) suivante: la famille $(\mathbf{U}_1(\mathbf{x}, \theta), \mathbf{U}_2(\mathbf{x}, \theta), \dots, \mathbf{U}_M(\mathbf{x}, \theta))$ est linéairement indépendante. Elle forme une famille libre. Cette hypothèse est valide dans la plupart des cas rencontrés (une exception sera détaillée au chapitre 6). Le problème initial (Equation 14) se réduit alors au problème aux valeurs propres suivant:

$$\mathbf{C}\mathbf{G} = \lambda\mathbf{G} \quad (25)$$

Où \mathbf{C} est le tenseur des corrélations champs à champs, de taille $(M \times M)$ défini par:

$$[\mathbf{C}]_{pk} = \frac{1}{M} (\mathbf{U}_p(\mathbf{x}, \theta), \mathbf{U}_k(\mathbf{x}, \theta)) \quad (26)$$

Les valeurs propres de ce nouveau problème sont exactement les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ du problème initial. En revanche, les vecteurs propres \mathbf{G} du problème (25) sont différents et servent à la reconstruction des modes Φ selon:

$$\Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{n=1}^M g_n^{(k)} \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \quad (27)$$

Les coefficients de la décomposition orthogonale sont ensuite déterminés par projection des champs de vitesse sur la base des vecteurs issus de (27):

$$a_n^{(k)} = (\mathbf{U}_n, \Phi^{(k)}) = M \lambda^{(k)} g_n^{(k)} \quad (28)$$

La décomposition orthogonale du champ de vitesse s'écrit finalement:

$$\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) \quad (29)$$

La décomposition orthogonale des champs de vitesses que nous avons obtenue lors du traitement de nos champs PIV fournit les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ qui permettent un classement énergétique de l'écoulement en structures cohérentes privilégiées. En vertu de l'équation (19), les modes d'ordre (k) apportent une contribution $\lambda^{(k)}$ à l'énergie cinétique totale. L'évolution de ces valeurs propres en fonction du mode est représentée par le spectre POD. Un exemple typique de spectre POD est donné sur la Figure 3-1.

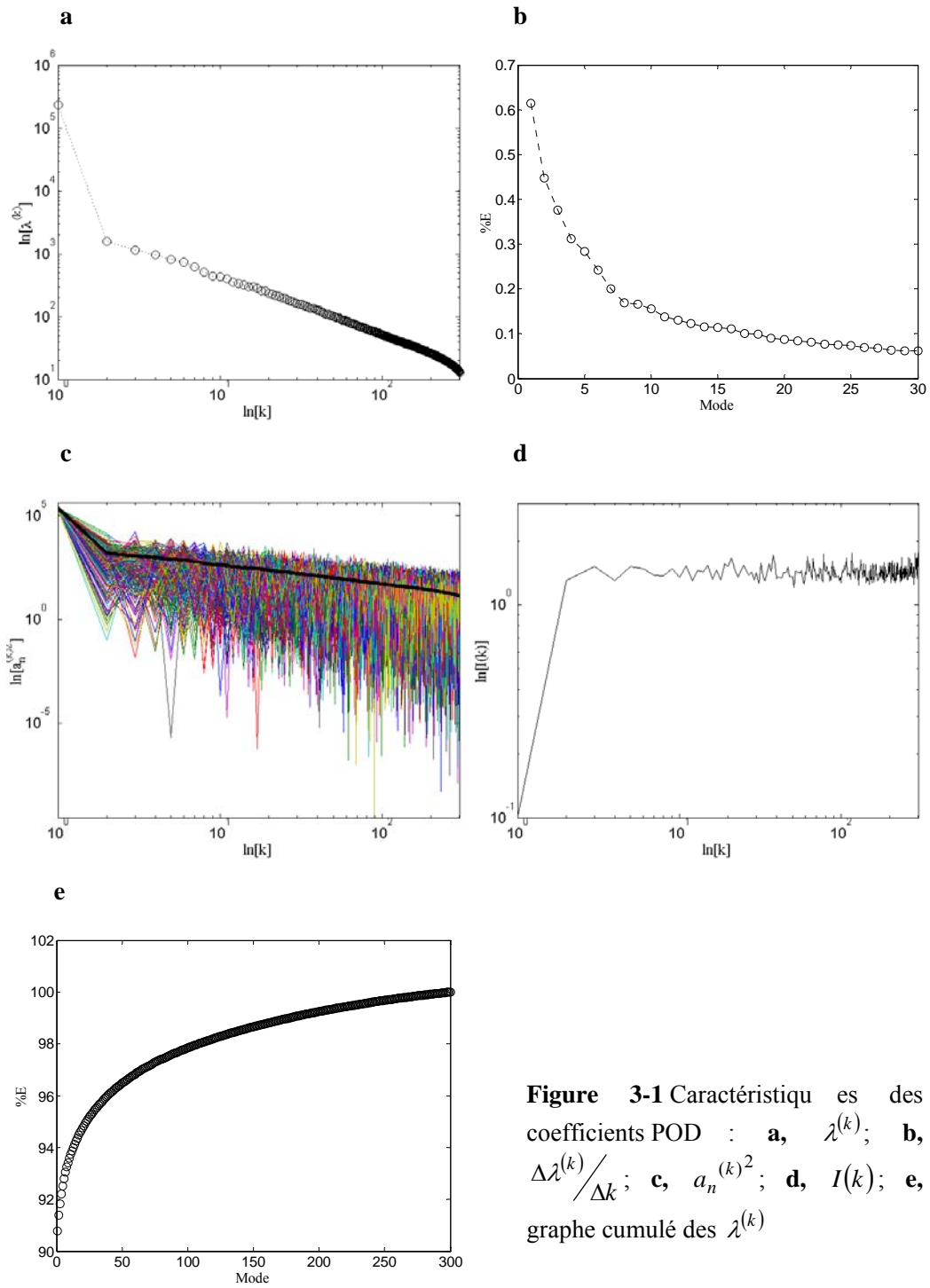


Figure 3-1 Caractéristiques des coefficients POD : **a**, $\lambda^{(k)}$; **b**, $\Delta\lambda^{(k)}/\Delta k$; **c**, $a_n^{(k)^2}$; **d**, $I(k)$; **e**, graphe cumulé des $\lambda^{(k)}$

Le spectre POD montre une décroissance des valeurs propres à partir d'une première valeur importante. Sur cette figure, aucun "décrochage" n'est visible, i.e. il n'est pas possible de formellement identifier de mode de séparation d'échelles. La vitesse de décroissance du spectre $V^{(k)} = \Delta[\lambda^{(k)}]/\Delta k$ est donnée en Figure 3-1b, sur les 30 premiers modes. Elle correspond à la variation des valeurs propres en fonction des modes. Cette figure montre de manière claire un ralentissement de la convergence dès le mode 15 environ. En considérant la relation de décorrélation des coefficients de projection, les valeurs propres POD sont vues comme des valeurs moyennes, puisque $\langle a_n^{(k)^2} \rangle = \lambda^{(k)}$. Or d'un cycle à l'autre, la variation des $a_n^{(k)^2}$ peut être importante. Il apparaît nettement

sur cette figure que les $a_n^{(k)^2}$ varient de manière significative par rapport à leur moyenne, pour les modes d'ordre élevés. Cette remarque est renforcée par le calcul de leur écart-type et de l'intensité de fluctuation, donnée comme le rapport $I^{(k)} = \sigma^{(k)} / \langle [a_n^{(k)}]^2 \rangle$. La Figure 3-1e indique une intensité $I^{(k)}$ faible au mode 1 et stable pour les modes

suivants. La convergence POD est, quant à elle, donnée par le graphe cumulé des valeurs propres, comme indiqué en Figure 3-1f. Le mode 1, dans le cas présenté ici, couvre environ 91 % de l'énergie cinétique totale de l'écoulement et nous pouvons noter que la convergence est lente.

3.4 La POD étendue (E-POD)

La décomposition orthogonale étendue est une extension de la POD permettant de corrélérer certains "événements" caractéristiques de l'écoulement. Le calcul est mené dans un domaine S . Les variables d'espace sont notées $\mathbf{x} = (x, y, z)$ et la variable temporelle est l'angle de vilebrequin θ . Dans la suite, nous noterons $\mathbf{X} = (\mathbf{x}, \theta)$ le vecteur espace-temps. On suppose N réalisations de l'écoulement dans S sont acquises. Dans le cycle n , la vitesse de l'écoulement est alors notée $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$. L'objectif est de trouver quelle partie d'un champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$, enregistré simultanément dans un domaine Ω est corrélé avec l'événement principal se déroulant dans S . Le champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$ peut être scalaire ou vectoriel et chaque réalisation de la quantité $\alpha_n(\mathbf{X}')$ est associée à une réalisation du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$.

La décomposition orthogonale est appliquée dans le domaine S , afin d'identifier et de quantifier les mouvements de grande échelle qui s'y déroulent. Par l'équation (29), nous pouvons écrire la décomposition du champ dans S :

$$\mathbf{X} \in S \quad \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{X}) \quad (30)$$

Suivant (Borée, 2003), en multipliant membre à membre par $a_n^{(p)}$ et en passant à la valeur moyenne, il vient:

$$\mathbf{X} \in S \quad \Phi^{(p)}(\mathbf{X}) = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (31)$$

Le mode (p) indique la corrélation entre le champ de vitesse dans S et la projection du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ sur ce même mode. Dans la même optique, les modes étendus sont définis en corrélant le champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$ à la projection du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ sur le mode (p) . Il est donc possible, à partir de l'expression ci-dessus, de définir le mode étendu (p) par:

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \alpha_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} = \sum_{n=1}^N \frac{a_n^{(p)}}{\lambda^{(p)} N} \alpha_n(\mathbf{X}') \quad (32)$$

La quantité avec laquelle le champ de vitesse $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ est à corrélérer peut être:

- un scalaire émanant d'un autre champ (concentration d'espèce chimique, température, vorticité,...).
- un scalaire acquis sur les frontières du domaine (pression pariétale, pression des collecteurs admission et échappement, températures des conduits,...)
- un scalaire intrinsèque (énergie cinétique, enstrophie,...).
- une quantité vectorielle à même CAD (champ de vitesse hors S,...), ou encore une quantité vectorielle décalée en temps.

Le champ d'application de la POD étendue est donc très large. Nous indiquons, à titre d'exemple, les modes étendus dans les cas d'une corrélation à un champ de vitesses hors S et à une pression qui pourrait être, par exemple, la pression dans le collecteur d'admission, dont les événements individuels sont notés p_n . Dans le cas d'une corrélation à un champ de vitesse, les modes étendus sont définis par:

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (33)$$

Ce cas a été envisagé dans (Maurel, 2001) où le déplacement d'un rouleau est corrélé au battement du jet lui donnant naissance. Ce type d'analyse a été effectué au cours de notre étude au chapitre 4, dans le quel nous donnerons aussi une application de cette méthode pour tenter de corrélérer ce qui se passe entre la région centrale et la périphérie de l'écoulement tournant au PMB. Dans le cas d'une corrélation avec un signal de pression, les modes étendus s'écriront alors $\Psi^{(p)} = \langle a_n^{(p)} p_n \rangle / \lambda^{(p)}$ et seront des modes scalaires. De même, des modes scalaires sont obtenus dans le cas d'une corrélation à un champ de concentration de l'espèce chimique A, $\Psi^{(p)} = \langle a_n^{(p)} [A]_n \rangle / \lambda^{(p)}$. Nous exploiterons aussi des modes scalaires au chapitre 4 lorsque nous nous intéresserons au traitement des champs PIV 2D3C.

Il est important de constater, comme le montre (Borée, 2003) que, si l'on prend par exemple le cas de la corrélation à un champ de vitesse, la vitesse dans Ω se décompose alors suivant deux parties:

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C = \sum_{k=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}') \quad (34)$$

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}') - [\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C \quad (35)$$

Où $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C$ est la partie corrélée avec $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ et $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D$ est la partie décorrélée du signal.

Chacun des termes $a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}')$ est corrélée à la projection du signal dans S sur le mode (k). Nous pouvons donc définir $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C^{\leq N}$ comme en (29) assez facilement. Les modes étendus permettent une décomposition de l'énergie totale, non optimale à l'extérieur de S, en tout point. L'énergie cinétique moyenne totale de la partie corrélée est:

$$\langle \mathbf{U}_n(\mathbf{X}')_C^2 \rangle = \sum_{p=1}^N \lambda^{(p)} [\Psi^{(p)}(\mathbf{X}')]^2 = \sum_{p=1}^N [\varphi^{(p)}(\mathbf{X}')]^2 \quad (36)$$

Où $\varphi(\mathbf{X}') = \sqrt{\lambda^{(k)}} \Psi(\mathbf{X}')$ donne la contribution du mode étendu à l'énergie cinétique totale du champ corrélé. Le module de ce vecteur sera utilisé ensuite pour comparer l'influence de chaque mode en chaque région de l'espace Ω . La POD étendue se révèle donc d'une grande puissance dans l'étude des écoulements internes aux moteurs, puisqu'elle permet, par le biais d'une méthode statistique, de rendre compte rapidement de la corrélation

d'événements fluctuants. Mentionnons toutefois que la décomposition $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')_C] = \sum_{n=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}')$ n'est pas optimale dans Ω car la POD a été appliquée dans S uniquement. L'observation des modes étendus sera d'une importance capitale dans la quantification des corrélations recherchées.

3.5 Approche invariante en phase

L'équation (31) montre clairement que les modes obtenus par POD sont dépendants de la phase moteur θ considérée. La base obtenue est optimale au degré de vilebrequin pour lequel l'échantillon statistique est considéré. Il est alors difficile de comparer les niveaux de dispersion de grandes échelles obtenus entre plusieurs phases constituant une zone de fonctionnement moteur (admission, compression, fin d'admission et début de compression,...). Afin de permettre une description complète de l'écoulement moteur sur plusieurs degrés de vilebrequin, il est donc nécessaire d'obtenir *une base de décomposition commune* pour toutes les phases considérées et considérer une approche invariante en phase de la décomposition orthogonale. Cette méthode a été introduite par (Fogleman et al., 2004) et (Moreau, 2003). Elle a été appliquée sur un écoulement de roulement dans un moteur modèle. Les champs statistiques obtenus sur toutes les phases doivent être mis en commun pour constituer le tenseur des corrélations champs à champs \mathbf{C} . La construction du tenseur peut alors suivre deux approches différentes:

- La première consiste à prendre en considération l'écart énergétique qui existe entre les phases moteur. Afin d'équilibrer les phases entre elles, les champs individuels sont normalisés par la racine carrée de leur énergie cinétique respective. Le tenseur des corrélations est donc construit à partir des champs $\mathbf{u}_n(\mathbf{x}, \theta_m) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m) / \sqrt{E_n}$ où E_n est l'énergie cinétique du champ instantané n .
- L'autre approche, au contraire, considère que cette dispersion énergétique phase à phase fait partie intégrante des variations, et ne suggère pas, par conséquent, de normalisation préalable à la construction de \mathbf{C} . Le tenseur des corrélations est donc construit directement sur les champs $\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m)$.

Nous examinons, dans la suite de notre étude, la première variante de la méthode. Une fois le tenseur des corrélations constitué, nous appliquons la méthode des snapshots pour trouver les valeurs propres globales $\Lambda^{(k)}$ et les modes globaux $\Phi^{(k)}(x, y)$. Le nombre de champs utilisés pour la construction de ce tenseur est noté M , tel que $(M = N \times K)$ où N est le nombre de champs par phase moteur et K le nombre de phases utilisées dans la procédure.

Grâce à cette méthode, tous les champs appartenant à la zone de fonctionnement moteur cerné par les phases θ_m peuvent se décomposer sur la même base, selon:

$$\mathbf{u}_n(x, y) = \sum_{k=1}^M \alpha_n^{(k)} \Phi^{(k)}(x, y) \quad (37)$$

$\alpha_n^{(k)} = (\mathbf{u}_n^{(k)}, \Phi^{(k)})$ sont les coefficients de reconstruction aléatoires. Ces coefficients sont décorrélés selon $\langle \alpha_n^{(k)} \cdot \alpha_n^{(l)} \rangle = \Lambda^{(k)} \delta_{kl}$. La normalisation des champs individuels par leur énergie cinétique permet d'obtenir une énergie moyenne totale unitaire.

$$e = \langle (\mathbf{u}_n, \mathbf{u}_n) \rangle = \sum_{k=1}^M \Lambda^{(k)} = 1 \quad (38)$$

Il est important de mentionner le fait que les valeurs propres globales $\Lambda^{(k)}$ dans le cadre d'une POD invariante en phase représentent la contribution de chaque mode global à la structure de l'écoulement, pour toutes les phases de la zone de fonctionnement moteur considérée.

L'étape de normalisation des champs instantanés par la racine carrée de l'énergie cinétique peut présenter certains inconvénients. Nous verrons en effet, au chapitre 5, que la structure de l'écoulement est une donnée importante ; elle sera d'ailleurs quantifiée par un indicateur intégral de la vitesse, la circulation. L'opération de normalisation $\mathbf{u}_n(\mathbf{x}, \theta_m) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m) / \sqrt{E_n}$ affecte le champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m)$ partout de la même façon puisque tous les vecteurs de ce champ se trouvent divisés par la même quantité $\sqrt{E_n}$. En revanche, la différence de structure entre deux champs instantanés peut, quant à elle, être pénalisée. Effectivement, notons par exemple Γ_i la circulation du champ n°i sur le contour C, nous avons alors $\Gamma_i = \sqrt{E_i} \gamma_i$ où γ_i est la circulation du champ normalisé sur le même contour. Notons Γ_j la circulation du champ instantané n°j sur le contour C. Si, par hypothèse, nous avons $\Gamma_i < \Gamma_j$ (avec $\Gamma_i > 0$ et $\Gamma_j > 0$, i.e. la structure est mieux formée sur le champ n°j que sur le champ n°i) ; alors, si nous souhaitons converser le sens de l'inégalité pour les circulations normalisées, i.e. $\gamma_i < \gamma_j$, il faut que $E_i < E_j$, ce qui n'est absolument pas garanti. Cela nous conduira donc à examiner les énergies cinétiques instantanées, et plus particulièrement leurs statistiques au sein de l'ensemble de la base de données. Nous voyons donc que les énergies peuvent biaiser la discrimination des champs à partir d'un indicateur de structure. Cependant, nous avons pu vérifier toutes les conclusions du chapitre 5 en travaillant sur les champs normalisés. Il nous est donc apparu, qu'au sein de l'étude, les résultats restaient pertinents malgré l'étape de normalisation. Le lecteur prendra toutefois note de notre remarque en ce qui concerne l'analyse qui sera menée au chapitre 6.

3.6 Synthèse du chapitre

Cette partie a été consacrée à la présentation des outils d'analyse des champs obtenus au cours de nos expérimentations. Ces outils sont constitués tout d'abord des moyennes d'ensemble et des énergies cinétiques fluctuantes que nous pourrions observer. Ces grandeurs sont issues de la décomposition de Reynolds. L'énergie cinétique fluctuante révélera les zones d'intérêt, éventuellement associées à des mouvements de grande échelle (variations cycliques et/ou grande échelle de la turbulence).

A ces outils classiques s'associe la décomposition orthogonale en modes propres (POD). Cette technique, basée sur l'optimalité énergétique, permet d'identifier et de caractériser les mouvements de grande échelle présents au sein de l'écoulement. Comme plusieurs phénomènes fluctuants peuvent se manifester sur un même champ, une extension de la POD, La POD étendue (E-POD) permettra d'isoler les mouvements dans une zone particulière du champ pour ensuite les corrélérer qu'il reste de l'écoulement. Cette méthode sera utilisée au chapitre 4 pour tenter de caractériser les macro-fluctuations associées à la structuration de l'écoulement pendant la course d'admission.

Enfin, une application de la POD à plusieurs phases moteur sera exploitée. La POD invariante en phase permet en effet de créer une base de décomposition commune de la vitesse plusieurs phases. Nous emploierons cette dernière technique au chapitre 6.

3.7 Bibliographie du chapitre

Agrawal A ; Prasad AK (2002). Organizational Modes of Large-Scale Vortices in an Axisymmetric Turbulent Jet. Flow, Turbulence and Combustion **68**: 359-377.

Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH (1987). Swirl centre precession in engine flows. SAE-Paper 870370.

Borée J (2003). Extended proper orthogonal decomposition: a tool to analyse correlated events in turbulent flows. Exp. in Fluids, **35**: 188-192.

Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH (1990) Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. Experiments in fluids **10**: 77-86.

Fogleman M; Lumley JL; Rempfer D; Haworth D (2004) Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. Journal of turbulence **5**: 1-18.

Joo SH ; Srinivasan KK ; Lee KC ; Bell SR (2004). The behaviour of small- and large-scale variations of in-cylinder flow during intake and compression strokes in a motored four-valve spark ignition engine. International Journal of Engine Research **5-4**: 317-328.

Liou TM ; Santavicca DA (1985). Cycle resolved LDV Measurements in a motored IC Engine. JSME Journal of Fluids Engineering **107** : 232-240.

Lumley JL (1967) The structure of inhomogeneous turbulence. Proceedings Atmospheric turbulence and radio-wave propagation Yaglom and Tatarski, eds Nauka, Moscow pp166-178.

Maurel S (2001). Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. PhD Thesis. I.N.P.Toulouse, n° 1780.

Moreau J (2003). Interaction entre un jet et un tourbillon compressé. Etude expérimentale de l'aérodynamique et du mélange. PhD Thesis, I.N.P.Toulouse.

Reynolds WC (1980). Modeling of Fluid Motion in Engines : an introductory overview. Combustion Modeling in Reciprocating Engines. Plenum Press, New-York.

Chapitre 4

Analyse physique de la génération de l'écoulement

Cette partie est dédiée à la formation de l'écoulement de tourbillon pendant la course d'admission. Celle-ci s'étend du point mort haut admission ($\theta = 0^\circ$) au point mort bas admission (PMB, $\theta = 180^\circ$). Les mesures PIV que nous allons analyser proviennent de deux types de techniques. Les premières sont des mesures en PIV 2D2C et sont issues de la base de données acquise au cours de la thèse de W. Deslandes (Deslandes, 2004). Le second type de données est issu de mesures en PIV 2D3C acquises lors de nos expériences et permettra une analyse détaillée d'une phase caractéristique de l'admission (120 CAD). Ces mesures constitueront la base de notre discussion sur la physique des phénomènes intervenant durant l'admission d'air au sein du cylindre moteur.

Toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont des mesures PIV à faible cadence, ne permettant pas le suivi temporel de la structure. En revanche, il faut signaler les champs instantanés acquis correspondent à des cycles consécutifs. Nous nous intéresserons au mouvement global, grâce aux moyennes de phase, et aux fluctuations, grâce à l'énergie cinétique fluctuante (décomposition de Reynolds). De plus, une application de la décomposition orthogonale en modes propres (POD) sur les données issues de la PIV 2D2C et de la PIV 2D3C nous permettra de corréler des phénomènes physiques liés à la formation du tourbillon, et à l'enroulement des jets de soupape, à deux phases données de la course d'admission. Les données recueillies permettront d'identifier les principales fluctuations de grande échelle qui interviennent dans la variabilité cyclique de l'écoulement tournant. La compréhension physique est donc un des enjeux principaux de notre analyse.

Nous montrons notamment que l'état de la structure au point mort bas (PMB) n'est pas uniforme dans toute la chambre. En outre, nous montrons, par une analyse POD, que les mouvements de la structure ainsi formée se corrélaient à la résultante des jets de soupapes. Afin de comprendre les mécanismes physiques qui ont conduit aux fluctuations observées, nous avons ensuite examiné, au deux tiers de l'admission ($\theta = 120^\circ$), la formation du tourbillon au moyen de la PIV 2D3C. Nous avons proposé une application de la POD sur ces données afin de mettre en évidence d'éventuelles corrélations entre les jets de soupapes (soupape swirlante et soupape débitante).

Ce type d'analyse physique et leur interprétation permettent d'améliorer la compréhension physique de l'aérodynamique interne. Elles permettent aussi de traduire l'impact d'une géométrie des conduits d'admission sur la formation du tourbillon de type swirl.

4.1 Présentation des mesures PIV

Avant d'aller plus en avant dans la description des champs PIV, nous présentons les mesures à partir desquelles nous avons travaillé. Les mesures en deux composantes sont issues des travaux de (Deslandes, 2004). Ces expérimentations ont été réalisées sur deux types de plans : les plans horizontaux et les plans verticaux. La configuration du moteur ainsi son système d'axe est présentée sur la Figure 4-1 et la Figure 4-2. Les conduits d'admission utilisés dans notre étude sont de type tangentiels. L'écoulement de swirl est alors généré directement par impact à la paroi du cylindre. On distingue, dans notre cas, deux types de conduits d'admission : le conduit débitant (Adm1) et le conduit swirlant (Adm2). La fonction principale du conduit débitant est de remplir le cylindre en air afin d'atteindre les objectifs de performance du moteur. Le second conduit doit par sa position assurer la création du mouvement tourbillonnaire. La génération de l'écoulement doit donc répondre à un compromis swirl/remplissage. Le mouvement de swirl peut aussi être généré par d'autres types de conduits ; le conduit hélicoïdal, par exemple, permet de forcer la rotation de l'écoulement avant sa pénétration en chambre. Le montant de turbulence induit à l'admission sera dépendant de la configuration géométrique adoptée et il nous est apparu important de préciser ici le type de conduits utilisés dans notre étude. Pour chacun des plans de mesures analysés en PIV 2D2C, plusieurs phases caractéristiques, correspondant à des zones de fonctionnement privilégiées du moteur, ont été examinées. Nous nous sommes restreints dans ce chapitre à présenter certains résultats pertinents issus de quelques plans de mesure uniquement. Le plan obtenu en PIV 2D3C se limitera aussi à une phase privilégiée de l'admission.

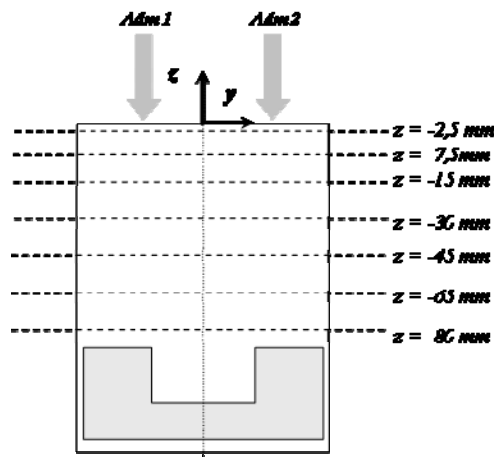


Figure 4-1 Plans de visualisation horizontaux. Le conduit d'admission 1 (Adm1) correspond au conduit débitant, le conduit d'admission 2 (Adm2) correspond au conduit swirlant

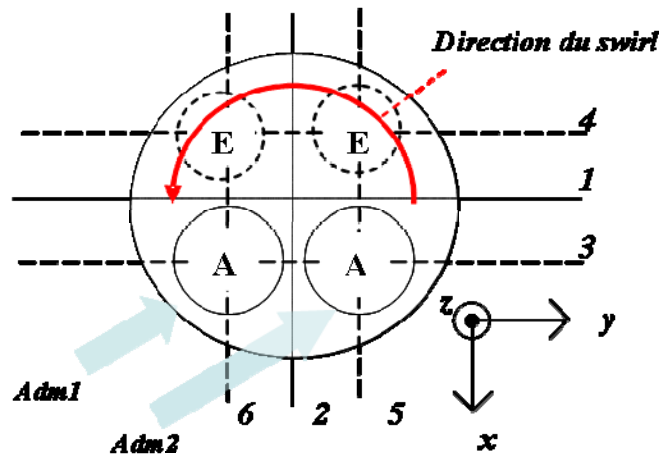


Figure 4-2 Plans de visualisation verticaux. Les plans (1) et (2) correspondent aux plans “médians”. Les plans (3), (4), (5) et (6) correspondent aux plans “soupapes”. (A) soupapes d’admission. (E) soupapes d’échappement

4.2 Analyse de la génération de l'écoulement : principaux mécanismes

Cette section est dédiée à la formation de l'écoulement tourbillonnaire de type swirl pendant la course d'admission du moteur, par une approche en moyenne de phase. Les mesures PIV 2D 2C permettent de discuter, dans cette approche moyennée, de la structuration globale du mouvement, et d'identifier les moments privilégiés de cette formation auxquels s'associent des mécanismes physiques turbulents et hautement instationnaires, révélées par l'analyse des énergies cinétiques fluctuantes.

4.2.1 Présentation des champs en moyenne de phase

L'évolution de l'aérodynamique moyenne dans le plan 1 est indiquée sur la Figure 4-3. Quatre degrés de vilebrequin caractéristiques de la phase d'admission y sont représentés : $\theta = 90$ CAD, $\theta = 120$ CAD, $\theta = 150$ CAD, $\theta = 180$ CAD. Nous rappelons que pour chaque angle de vilebrequin, un total de $N=300$ champs instantanés consécutifs est acquis. Sur les champs présentés, le bol creusé dans le piston est clairement identifiable et ne sera pas précisé outre mesure sur les plans médians où il apparaît. Dans les plans « soupapes », plans décalés par rapport aux plans médians (plans n°3, 4, 5 et 6), le bol n'apparaît pas. Une partie de la zone supérieure de la chambre étant masquée par la descente des soupapes, elle n'apparaîtra pas non plus sur les champs de vitesses présentés. L'ordonnée maximale de ces champs sera donc $z=-12$ mm.

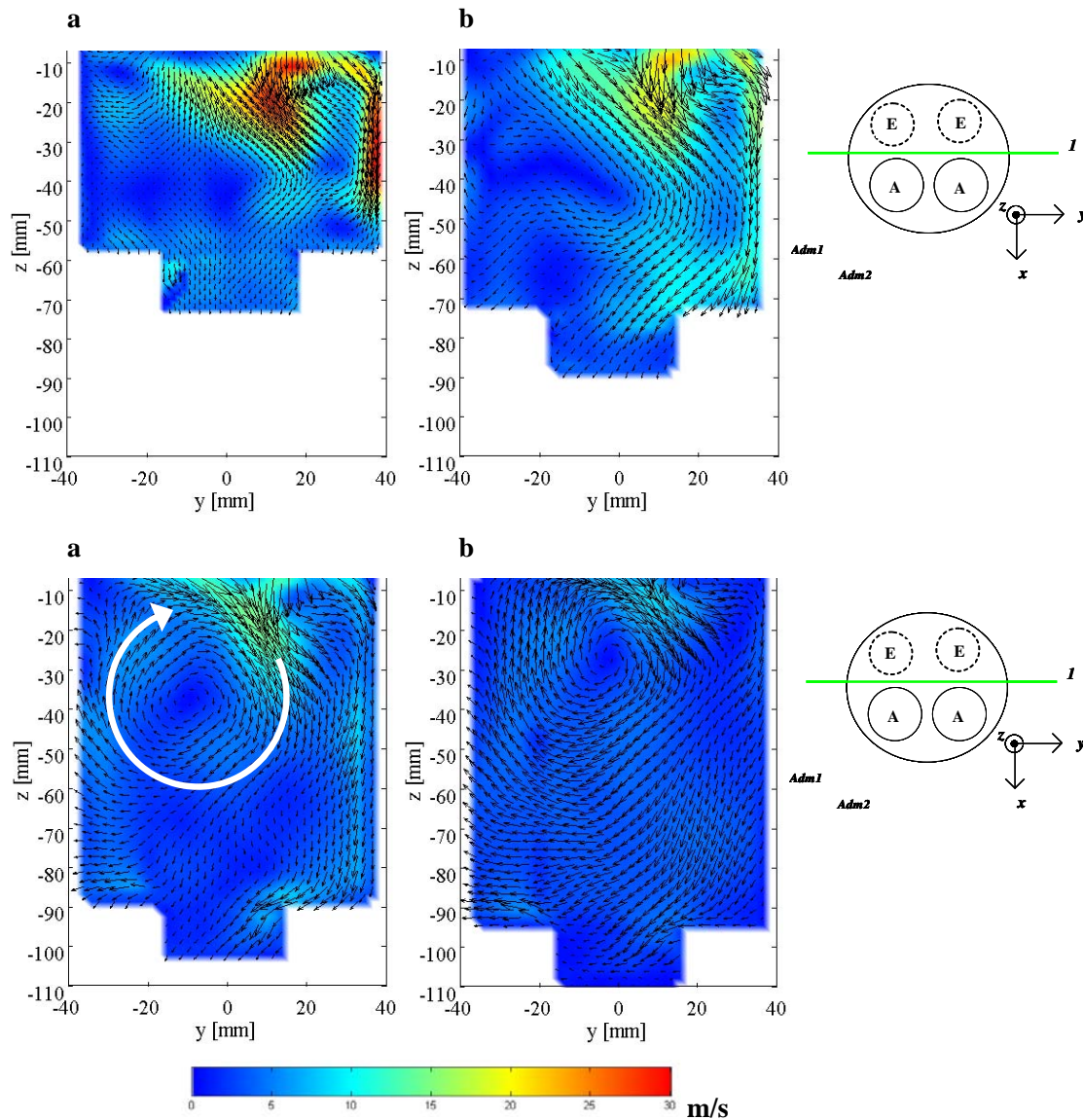


Figure 4-3 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle V \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 1. **a**, $\theta = 90$ CAD; **b**, $\theta = 120$ CAD; **c**, $\theta = 150$ CAD; **d**, $\theta = 180$ CAD

L'écoulement d'admission est marqué par la descente du piston et la pénétration du flux d'air dans la chambre. La dépression créée par le recul du piston provoque l'entrée de l'air au sein du cylindre par les deux soupapes d'admission. Le conduit swirl génère, par tangence à la paroi, une rotation de la charge gazeuse entrant dans le cylindre. Le conduit débitant a pour rôle de remplir au maximum le cylindre en air afin d'optimiser la puissance moteur.

À l'admission, les jets issus de ces deux conduits interagissent fortement, en particulier entre 90 CAD et 120 CAD, durant la première moitié de l'admission. Nous reviendrons sur cette interaction à la fin du chapitre, dans une section dédiée à la physique de l'écoulement à 120 CAD. Nous remarquons d'emblée sur la Figure 4-3 la très forte intensité des jets dont la vitesse en milieu d'admission peut atteindre jusqu'à 30 m/s dans le plan 1. L'impact du jet à la paroi provoqué par une partie du débit aux soupapes est largement visible. Il faut noter que, tôt dans la course d'admission, des zones des faibles vitesses planes sont observables. Celles-ci semblent s'organiser durant la

dernière moitié de la course d'admission pour ne former qu'une unique région de l'écoulement, marquée par un point de vitesse moyenne nulle, en ($z=-40$, $y=-10$) sur la Figure 4-3c. Un écoulement de rouleau, de type « tumble », semble ainsi se former. Cela montre que même sur une culasse où les conduits sont conçus pour générer du swirl, un écoulement de rouleau peut être observable dans le plan médian de la chemise (Lumley, 1999). Néanmoins, la complexité de l'écoulement en admission ne permet pas d'affirmer que nous ayons un rouleau bien établi et bien structuré dans la chambre et nous verrons par l'examen des plans horizontaux que l'écoulement est fortement tridimensionnel.

Afin de compléter la vision globale de l'écoulement dans les plans verticaux, nous montrons en Figure 4-4 et en Figure 4-5 l'écoulement dans les plans « soupapes » (plan n°3 et plan n°5). Sur les plans observés, l'angle de jet est d'environ 45° par rapport à l'horizontale. Sur la Figure 4-4a, nous observons un jet puissant dont la vitesse est de l'ordre de 45 m/s. Ce jet correspond au jet issu du conduit débitant. Par impact, ce jet descend le long de la paroi de la chemise sur sa partie droite. L'apparition d'une composante quasi-horizontale vers ($y=10$, $z=-30$) montre que l'écoulement se structure progressivement en tourbillon. De plus, nous pouvons observer (flèche blanche sur la Figure 4-4a) la mémoire d'un écoulement s'enroulant au sein du cylindre.

Enfin, à 180 CAD, sur la quasi-totalité de la chambre, la composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ s'est établie dans toute la chambre, excepté pour $z=-80$ et $z=90$ mm où l'on observe une remontée locale de l'écoulement, probablement due à l'impact de celui-ci dans le bol du piston.

L'observation de la Figure 4-5 montre les mêmes caractéristiques sur la structuration du tourbillon. A 120 CAD, l'écoulement de swirl est moins formé que pour le plan 3. Le jet vient impacter la partie droite du plan en $z=-30$ mm approximativement. Ce jet étant favorable à la génération du tourbillon (c'est le jet swirlant), nous pouvons déjà constater que le tourbillon doit probablement se former vers $z=-30$ mm. Sur la partie gauche du plan n°3, nous pouvons observer un écoulement descendant de forte vitesse, associée certainement à la mémoire du jet débitant. A 180 CAD, à l'instar du plan n°5, la structure observée est plus uniforme car la composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle U \rangle$ domine dans toute la chambre.

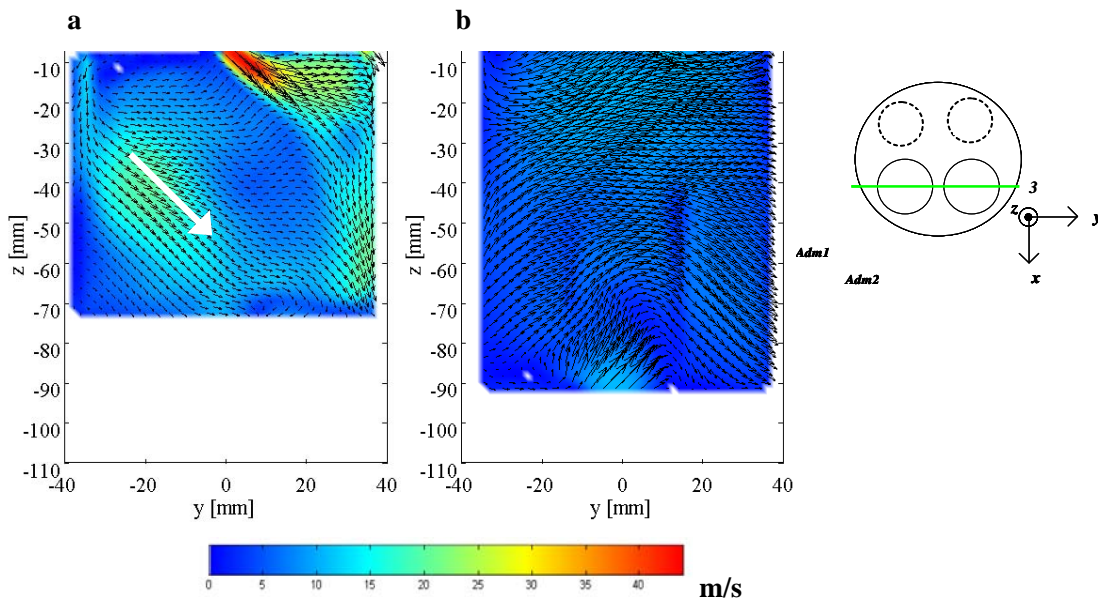


Figure 4-4 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle V \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 3. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

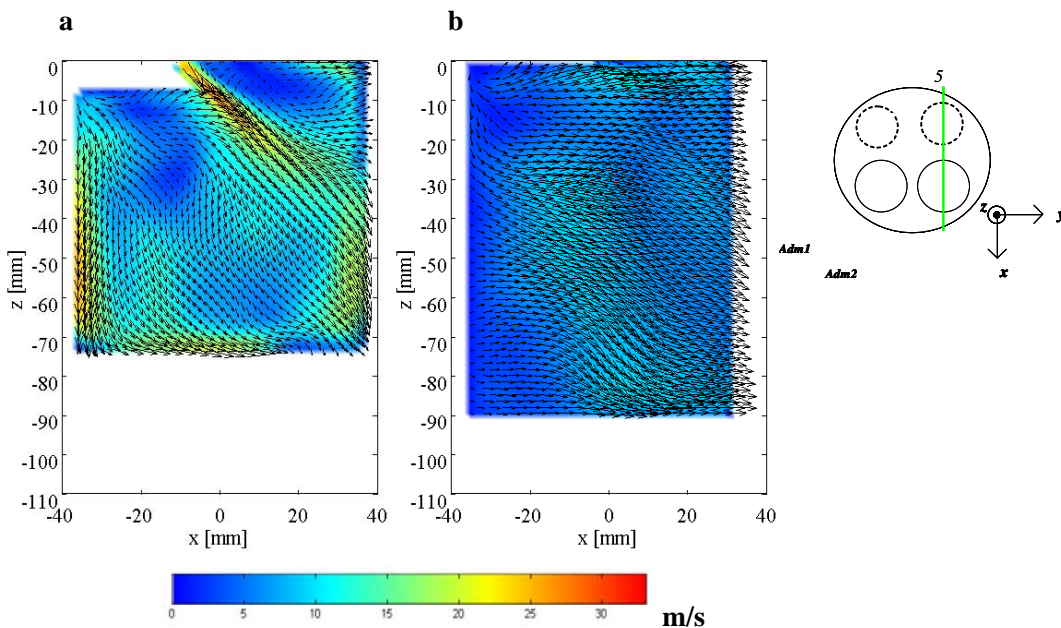


Figure 4-5 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle U \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 5. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

Les remarques apportées par l'analyse des plans verticaux est confirmée par l'observation des plans horizontaux sur deux plans préférentiels : $z = -15$ mm (plan « haut ») et $z = -45$ mm (plan « bas »). Sur le premier de ces plans, l'intensité des jets est nette (vitesse maximale plane de 37 m/s). Les deux composantes des jets sont aussi visibles. La première est celle du conduit débitant et la seconde est celle du conduit swirlant qui vient impacter la paroi. Si les contributions respectives des deux jets peuvent être discernées à 90 CAD, nous remarquons que vers 120 CAD,

elles tendent à se combiner. En réalité, comme nous l'avons vu précédemment, à $z=-30\text{mm}$, nous observerons ultérieurement qu'elles finissent par se confondre pour ne former qu'un seul front de vitesse qui évolue en tourbillonnant à l'intérieur de la chambre.

Une zone de faible vitesse se forme dans la partie $(x,y) = [10;30] \times [-20;20]$. Cette région évolue progressivement, avec l'enroulement progressif des jets autour de l'axe z en une zone de basse vitesse, marquée par un point de vitesse nulle que nous nommerons par la suite « point M ». La Figure 4-7 présente la structuration de l'écoulement pour le plan $z = -45\text{mm}$. L'importance des jets dans ce plan est déjà moins marquée. Cela indique une hétérogénéité axiale de l'écoulement très importante durant les premières phases de l'admission. Les signatures des deux jets peuvent être distinguées à $z=-15\text{mm}$, mais plus à $z=-45\text{mm}$.

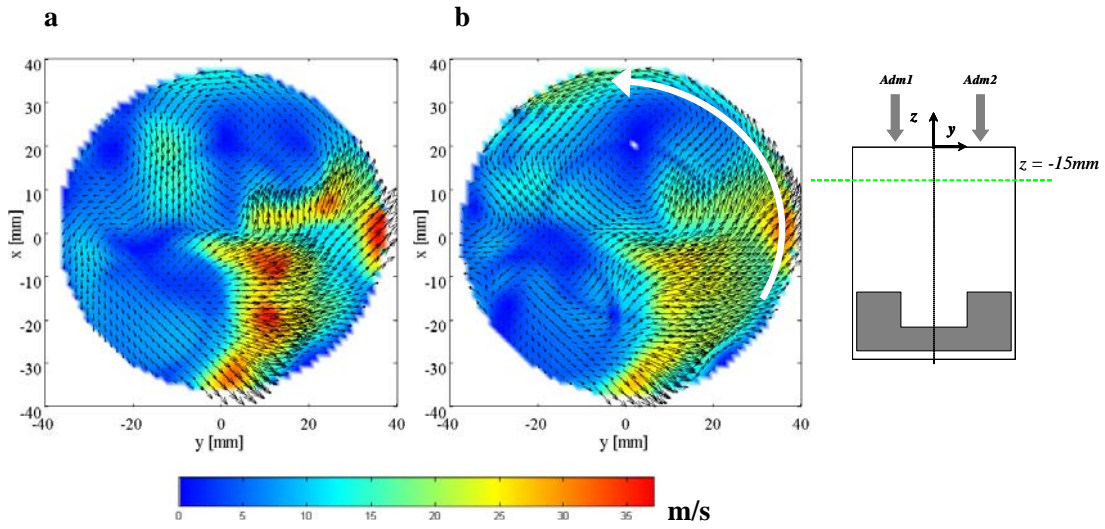


Figure 4-6 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le plan horizontal $z = -15\text{mm}$. **a**, $\theta = 90\text{ CAD}$; **b**, $\theta = 120\text{ CAD}$

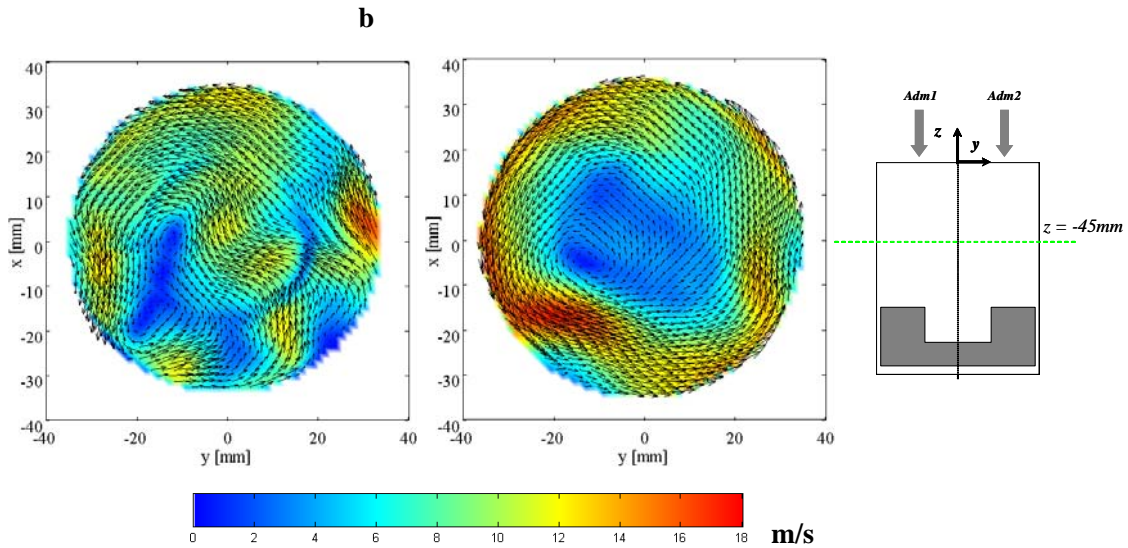


Figure 4-7 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le plan horizontal $z = -45\text{mm}$. **a**, $\theta = 90\text{ CAD}$; **b**, $\theta = 120\text{ CAD}$

A 120 CAD, nous observons l'enroulement des jets en une seule résultante. Celle-ci demeure très instable: l'anneau de forte vitesse observé est éventuellement décollé de la paroi (peut être dû à une perturbation de l'écoulement par le débit arrière des soupapes). Le tourbillon est donc en cours de formation. Nous pouvons clairement observer l'existence du point de vitesse nulle M en $y = -15\text{mm}$ et $x = -5\text{mm}$. Le tourbillon qui tente de se constituer est fortement asymétrique; nous constatons la présence de forts gradients radiaux et azimutaux de vitesses moyennes.

Bien que nous ayons observé une homogénéité plus marquée au point mort bas, ces gradients de vitesses moyennes subsistent. Nous détaillerons ce point dans un paragraphe plus spécifique dédié à l'écoulement au PMB.

Les hétérogénéités spatiales observées durant cette course d'admission nous amènent à nous interroger maintenant sur le niveau de fluctuations engendré dans la chambre. La création d'écoulements tourbillonnaires secondaires (tourbillons locaux, zones de recirculation) par impact aux parois du cylindre et sur le piston génère un fort niveau d'instationnarité. Les jets interagissent avec ces tourbillons et cela provoque certainement des battements irréguliers. Ces mouvements de grande échelle introduisent une surestimation des fluctuations estimées par la décomposition de Reynolds, empêchant ainsi la séparation nette et franche des variations cycliques de la turbulence (Enotiadis, 1990). De plus, les mesures PIV introduisent inévitablement un filtrage spatial des champs de vitesse. Ce n'est pas un filtre moyennant le champ de vitesse dans un volume ou sur une surface. Mais c'est un filtre qui donne la vitesse la plus probable, la plus représentée au sein d'une cellule d'interrogation. Les prochaines planches que nous allons présenter se baseront sur l'étude de l'énergie cinétique fluctuante, donnant accès aux grandes échelles de l'écoulement. L'analyse de ces planches devra donc tenir compte de ces effets.

4.2.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante

Les champs d'énergie cinétique fluctuante seront décrits, comme au paragraphe précédent, à partir des champs PIV 2D2C. Dans le plan 1, dès $\theta = 90$ CAD, les jets présentent localement un haut niveau d'énergie cinétique fluctuante (cf. Figure 4-8). Les zones où ce niveau est important sont les régions d'interaction entre les jets. Les jets, eux-mêmes, sont turbulents. La majeure partie de l'énergie des jets est convertie en turbulence à l'admission. Mais l'existence de pseudo-mouvements cohérents de jets, de type « battement » ou structure tridimensionnelle intermittente, engendre l'augmentation des fluctuations totales obtenues par la décomposition de Reynolds.

Dans la seconde moitié de l'admission, une partie importante de la fluctuation se dissipe. D'une part, la turbulence présente tend à diminuer car l'apport d'énergie est moindre (les soupapes se referment) et le niveau de dissipation est très élevé (Lumley, 1999). D'autre part, les fluctuations associées aux jets (jet-flapping, intensité ou effets 3D) diminuent avec la fermeture des soupapes d'admission. Ainsi, l'énergie cinétique fluctuante est amenée à décroître au cours de l'admission. Par exemple, à $\theta = 90$ CAD, l'intégrale de k_{2D} dans le plan de visualisation est d'environ $5 \times 10^4 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ alors qu'à $\theta = 150$ CAD, le niveau est de $1,3 \times 10^4 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ (planche non présentée). La Figure 4-8b montre de plus, qu'au PMB, l'énergie cinétique fluctuante est forte sur toute la partie centrale de l'écoulement. (Ce point, très important, sera abordé dans la description de l'écoulement au PMB). Ces données sont des ordres de grandeur et ne reflètent pas le niveau total de l'aérodynamique dans la chambre aux phases moteur considérées, l'écoulement étant fortement tridimensionnel. Néanmoins, elles permettent d'illustrer la chute d'énergie cinétique fluctuante au cours de l'admission.

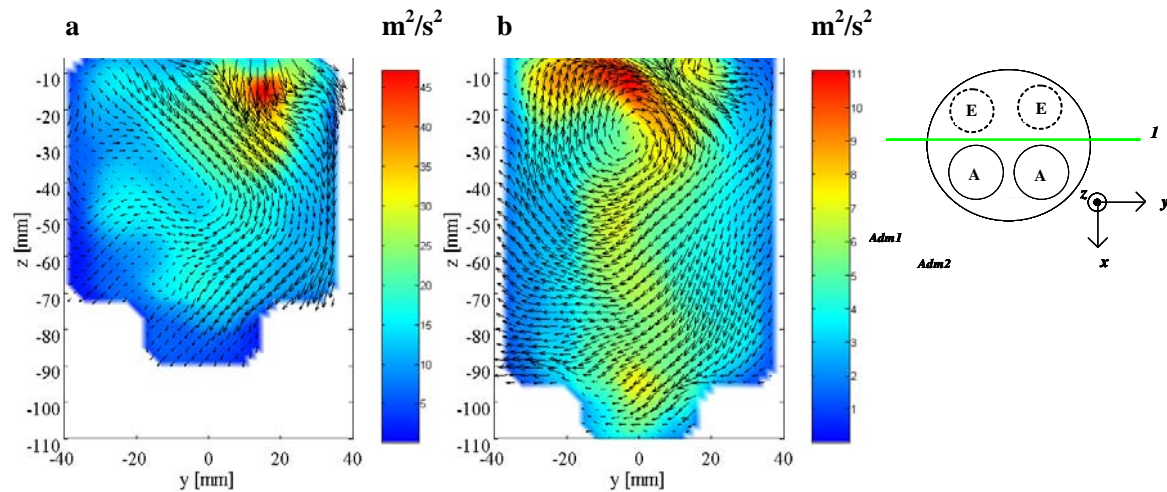


Figure 4-8 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 1. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

La Figure 4-9 montre que, dans le plan de visualisation 3, un fort niveau de fluctuation est observé à $\theta = 120$ CAD, à l'origine du jet débitant. La valeur de l'énergie cinétique fluctuante dans cette région est d'environ $45 \text{ m}^2 / \text{s}^2$. La zone frontale du jet est elle aussi assujettie à un important niveau de fluctuation, de l'ordre de $35 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ à cette même phase. Bien que le niveau global de l'énergie cinétique fluctuante diminue pendant l'admission, il faut tout de même noter une augmentation de l'homogénéité. Ceci traduit l'apparition de fluctuations (turbulence ou acyclisme) dans la chambre toute entière, bien que certaines zones privilégiées demeurent. Nous notons que, à $\theta = 120$ CAD, une partie importante de la fluctuation se trouve en ($z = -45 \text{ mm}$; $y = -10 \text{ mm}$), région de l'écoulement où l'on distingue la formation d'une composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ favorable à l'établissement du swirl. Nous pouvons penser que nous trouvons ici la signature du jet swirlant (voir zone A de la Figure 4-9). Le niveau de fluctuation associée est d'environ $25 \text{ m}^2 / \text{s}^2$, ce qui représente la moitié de la plus forte fluctuation présente dans la chambre à cette phase. Par conséquent, la composante swirlante de l'écoulement est soumise à d'importantes fluctuations qui traduisent très probablement une variation cyclique associée à la structuration du tourbillon. En fin, à $\theta = 180$ CAD, l'énergie cinétique fluctuante se trouve répartie principalement au niveau de l'impact de l'écoulement dans le bol du piston (la remontée de l'écoulement vers le volume principal est donc génératrice de turbulence ou fortement fluctuante d'un cycle à l'autre) et au niveau de l'écoulement de recirculation situé près de la soupape débitante.

Dans le plan 5, nous observons les variations spatiales de l'énergie cinétique fluctuante correspondant à l'écoulement principalement généré par la soupape swirlante (cf. Figure 4-10). Nous constatons, à l'instar de l'étude portant sur le plan 3, un fort niveau de fluctuation associé au jet de soupape, avec une valeur maximale de $70 \text{ m}^2 / \text{s}^2$. Signalons qu'au PMB, le montant intégral de l'énergie cinétique fluctuante au sein de la chambre est 4 fois moins important qu'à $\theta = 90$ CAD, ce qui traduit une nouvelle fois la diminution de k_{2D} au cours de l'admission.

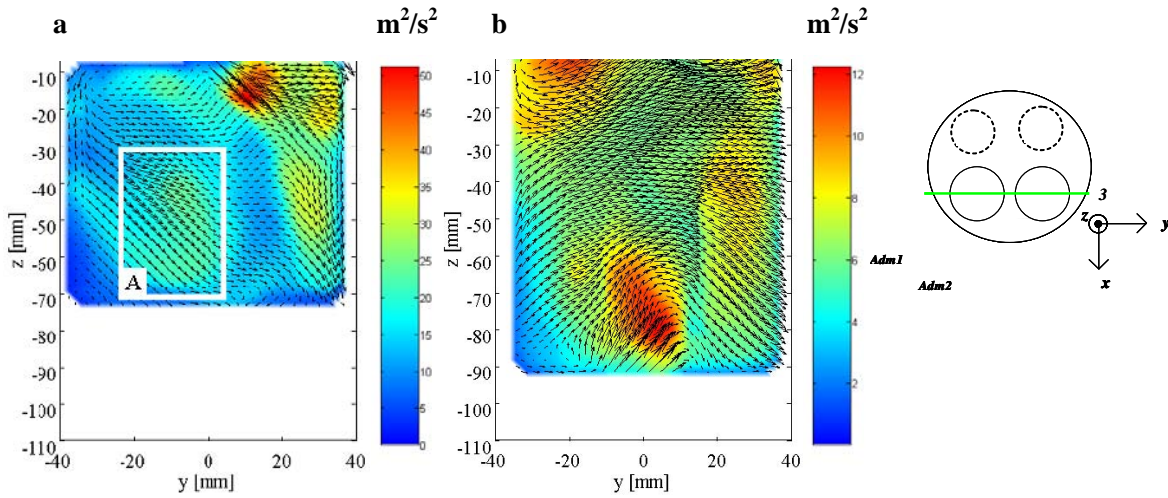


Figure 4-9 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 3. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

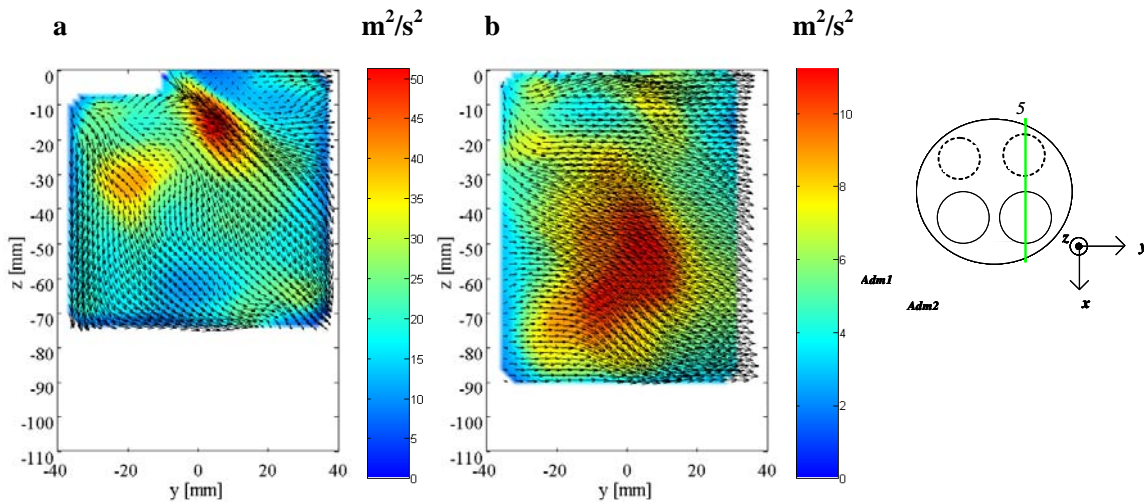


Figure 4-10 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 5. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

En revanche, nous observons que la région centrale du plan de visualisation, correspondant à la contribution orthoradiale du tourbillon généré (composante $\langle U \rangle$), signe de manière importante, puisque un niveau maximal d'énergie de l'ordre de $12 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ est présent sur une hauteur de 40 mm environ (région centrale de la chambre pour $-80 \text{ mm} < z < -40 \text{ mm}$). Ceci traduit très certainement une formation du tourbillon hautement variable d'un cycle à l'autre. Cette remarque doit être rapprochée de la Figure 4-9 où nous avons constaté l'apparition d'une fluctuation de la composante horizontale de la vitesse.

Sur la Figure 4-5a, nous avons observé un important niveau de vitesse sur le débit arrière (vitesse maximale $\sim 22 \text{ m/s}$). Ce débit est associé à la fois au jet swirlant et au jet débitant dont la mémoire persiste dans la partie inférieure de la chambre ($-70 \text{ mm} < z < -30 \text{ mm}$). Nous observons que le jet se « plaque » sur la paroi du cylindre et descend à grande vitesse à l'intérieur de la chambre. Sur la Figure 4-10a, nous voyons que cette zone de forte vitesse ne présente pas de pic local d'énergie cinétique fluctuante, si nous la comparons, par exemple, à la fluctuation existante dans la zone frontale du jet ($z = -20$; $y = 10$). Cette faible valeur de k_{2D} traduit certainement une variation cyclique peu intense. Quelque soit le cycle considéré, le jet arrière se colle à la paroi de la même manière

(peu ou pas de variation de direction de l'écoulement local). Ce mouvement du jet arrière est certainement dû à un effet Coanda qui force localement le plaquage à la paroi.

La Figure 4-11 et la Figure 4-12 présentent les niveaux d'énergie cinétique fluctuante dans deux plans horizontaux. Le premier d'entre eux est le plan situé à 15 mm de la face feu de la culasse. Le second est localisé à 45 mm sous la culasse. Ces deux plans permettent de confirmer les variations axiales observées dans l'analyse en plans verticaux.

A $\theta = 90$ CAD, la fluctuation dans le plan $z = -15\text{mm}$ est intense près des soupapes, confirmant ce qui avait été observé sur les figures précédentes. Le fort niveau de fluctuation observé est lié à la fois au caractère turbulent des jets, mais aussi aux mouvements de grande échelle qui leur sont associés. Sur le plan $z = -45\text{mm}$, le champ d'énergie cinétique fluctuante laisse apparaître trois pics associés à la région centrale de l'écoulement, à la zone frontale du jet résultant et à une partie de l'écoulement périphérique. Au cours de l'admission, parallèlement à l'organisation de l'écoulement moyen, nous pouvons noter une réorganisation cohérente du champ d'énergie cinétique fluctuante.

A $\theta = 120$ CAD, l'énergie fluctuante se trouve « plaquée » à la paroi du cylindre en deux zones. La première correspond à la zone frontale du jet résultant et la seconde à la zone décollée mise en évidence sur la Figure 4-7. Les pics d'énergie fluctuante observée en ces zones traduiraient donc, à la fois, une fluctuation d'intensité du jet résultant et de la zone décollée. L'emploi du conditionnel dans la phrase précédente est de rigueur, compte tenu de l'obtention d'un niveau de fluctuation intégrant variations cycliques et turbulence.

Conclusions partielles

1. L'analyse de mesures PIV 2D2C a révélé que l'écoulement, en cours d'admission, possède une structure complexe et fortement tridimensionnelle. L'écoulement de tourbillon, dont la génération est favorisée par le conduit swirlant, met un certain temps avant d'être réellement identifiable. Il faut attendre environ les 2/3 de la course d'admission pour obtenir dans la chambre une organisation de type swirl. Au cune structure tourbillonnaire principale (au sens motoriste du terme) n'est donc présente avant 120 CAD.
2. La structure formée à partir de 120 CAD apparaît comme hautement asymétrique. Elle doit être perçue comme la résultante des deux jets d'admission, le jet swirlant et le jet débitant. Ce jet résultant forme un front de forte vitesse qui s'enroule au sein de l'écoulement et qui présente localement des zones décollées traduisant une interaction forte avec la paroi du cylindre.
3. Ce jet résultant qui s'enroule dans la chambre présente un fort niveau de fluctuation au niveau de sa zone frontale (zone de plus forte vitesse). Ce phénomène a été révélé par l'analyse de l'énergie cinétique fluctuante.

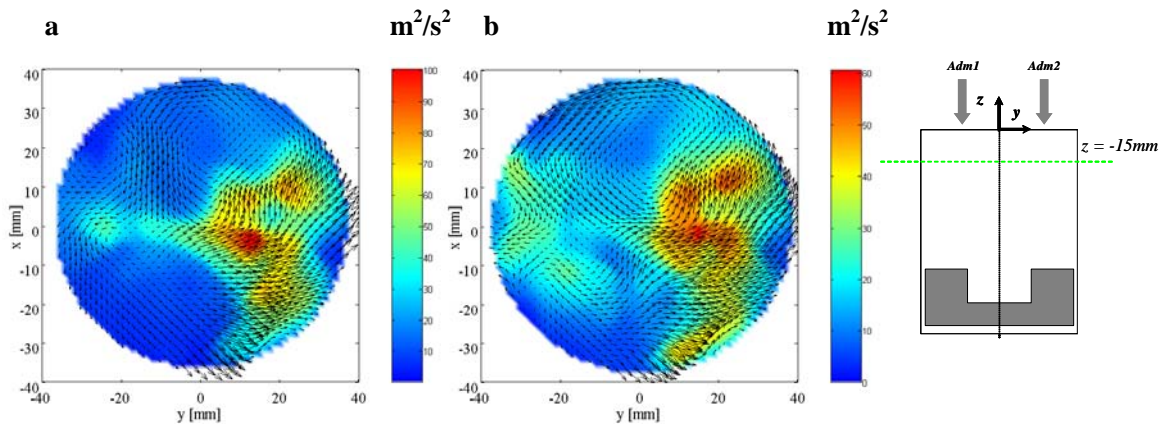


Figure 4-11 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le plan horizontal $z = -15mm$. **a**, $\theta = 90$ CAD ; **b**, $\theta = 120$ CAD

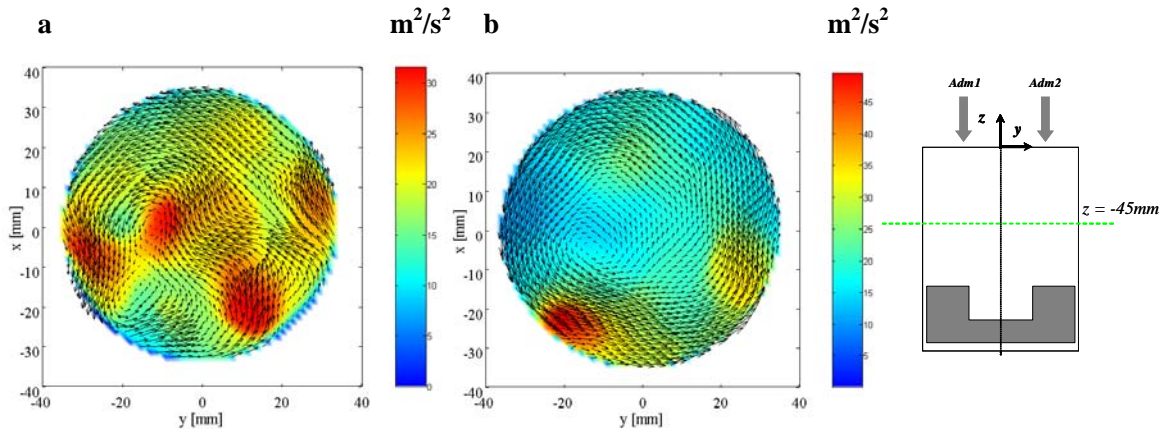


Figure 4-12 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le plan horizontal $z = -45mm$. **a**, $\theta = 90$ CAD ; **b**, $\theta = 120$ CAD

4.3 Etat de l'écoulement tourbillonnaire au point mort bas

Nous venons de voir que le tourbillon est le résultat de la combinaison de deux jets d'admission. Contrairement à la décomposition traditionnelle des écoulement internes en composante swirl et turbulence, nous avons montré que l'écoulement généré à l'admission doit être vu avant tout comme un front de forte vitesse évoluant au sein de l'écoulement. Le tourbillon existant alors dans le cylindre présente des hétérogénéités spatiales associées à un fort niveau de fluctuations en certaines zones privilégiées. Nous allons nous intéresser dans ce qui suit, à l'état de l'écoulement au point mort bas. La caractérisation de l'aérodynamique au point mort bas est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord, elle permet de donner une image de l'écoulement lorsque la vitesse instantanée du piston est nulle. Elle marque donc le début de la remontée du piston vers la face feu de la culasse et sert souvent d'initialisation pour les calculs numériques en injection directe Diesel. Il faut, en outre, garder à l'esprit, qu'à cette phase, les soupapes d'admission ne sont pas tout à fait refermées (en raison d'un retard positif à la fermeture des soupapes ou RFA). Il existe donc un flux d'air aux soupapes, lié à l'arrivée de fluide dans la chambre ou au contraire au refoulement d'une certaine quantité de gaz vers les conduits d'admission (phénomène de backflow). Le RFA peut être optimisé pour augmenter les performances du moteur. L'état de l'écoulement au PMB marque donc le début d'une transition de l'écoulement que l'on cherche à caractériser.

4.3.1 Ecoulement en moyenne de phase

L'observation de la Figure 4-13 montre que la charge gazeuse est, axialement, loin d'être uniforme. Si nous nous servons du point de vitesse nulle comme point remarquable dans l'écoulement (point « M », en noir sur les figures), nous pouvons avoir une image des hétérogénéités spatiales présentes au sein du cylindre. Dans le plan proche de la culasse, la rotation est difficilement discernable ; une forte inhomogénéité de l'écoulement est détectée. La vitesse maximale de l'écoulement est de l'ordre de 11 m/s. Deux zones de fortes vitesses sont observées : la première est située à un niveau du jet de soupape débitante et la seconde, qui occupe une zone plus faible que la première, correspond au plaquage de l'écoulement résultant sur les parois de la chemise. Ainsi, nous n'observons pas de rotation uniforme de type corps solide dans ce plan. Le point de vitesse nulle apparaît tout de même, mais il est très excentré par rapport au centre géométrique de la chambre et est situé en ($x=15$, $y=-29$). Nous voyons donc bien ici que ce point ne peut pas être associé au « centre » d'une rotation d'ensemble de la charge. A mesure que l'on s'éloigne du toit de la culasse, la rotation semble se définir d'avantage. Ainsi, pour $z=-15$ mm, la charge est répartie de manière plus homogène, même si une certaine dissymétrie, déjà observée dans le plan supérieur, ne s'est pas estompée. Le point de vitesse nulle est, dans ce plan, situé en ($x=19$, $y=5$). La rotation est d'avantage visible sur les plans inférieurs, de $z=-30$ mm à $z=-45$ mm. Un fort gradient orthoradial de vitesse moyenne est clairement identifiable, avec un plaquage de la zone à forte quantité de mouvement dans la partie inférieure de la chambre, sous les soupapes d'admission. Cette zone de forte vitesse correspond à la zone frontale du jet résultant identifié au cours de l'admission dans les paragraphes précédents. Le point M se situe alors à ($x=-5$, $y=3$), montrant que le tourbillon est quasi-centré. Il n'est donc pas exclu d'obtenir au PMB au moins, un centrage du tourbillon et un gradient orthoradial de vitesse moyenne important. Ceci prouve aussi que l'écoulement conserve un caractère tridimensionnel, lié sans doute à la façon dont le jet résultant s'enroule autour de l'axe du cylindre. Pour le plan $z=-45$ mm, le point M se situe en ($x=-10$, $y=-5$). La vitesse moyenne atteint dans ce plan sa valeur maximale de 17 m/s.

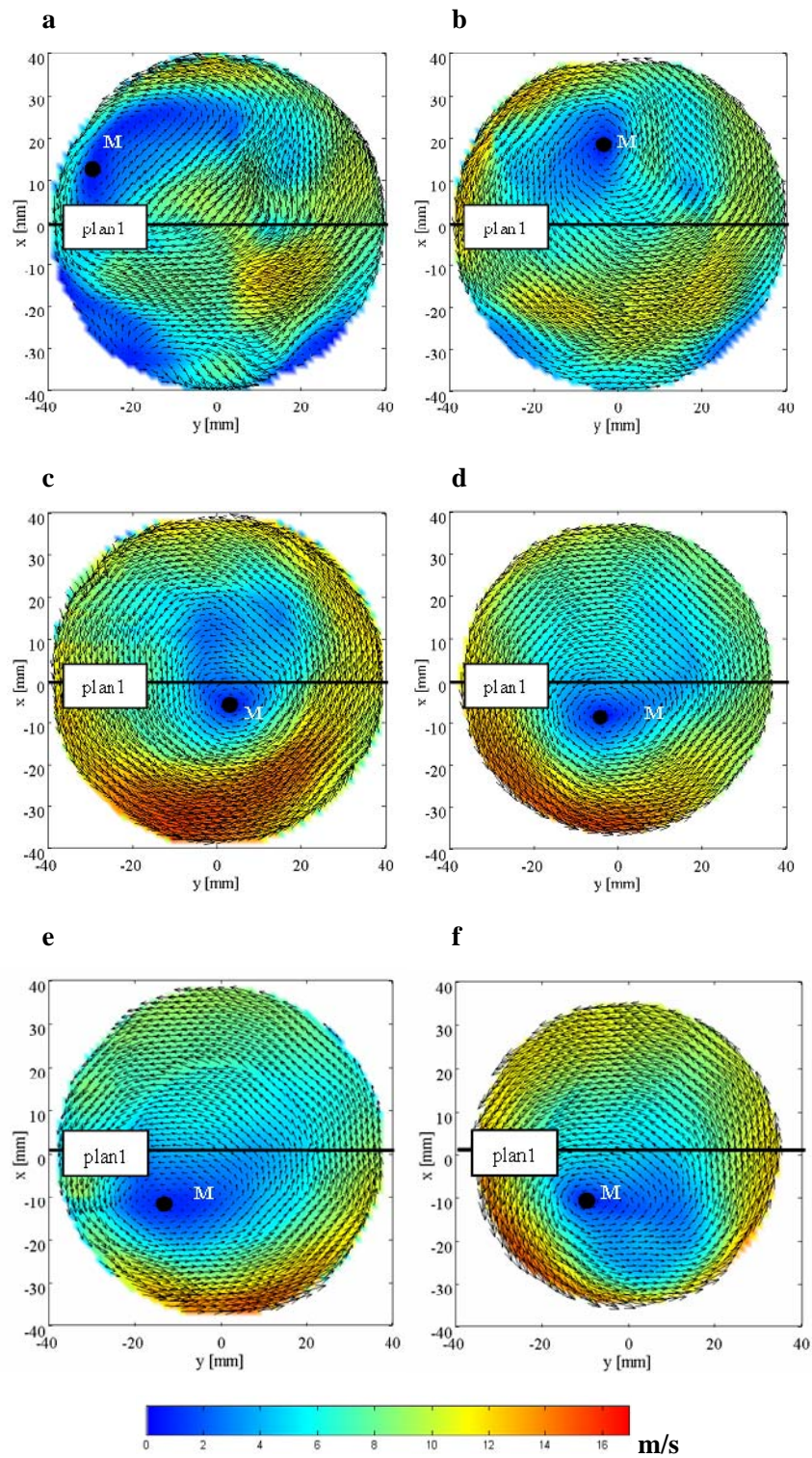


Figure 4-13 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le cylindre à $\theta = 180$ CAD. **a**, $z = -7.5\text{ mm}$; **b**, $z = -15\text{ mm}$; **c**, $z = -30\text{ mm}$; **d**, $z = -45\text{ mm}$; **e**, $z = -65\text{ mm}$; **f**, $z = -80\text{ mm}$

Sur les deux plans inférieurs, situés à $z = -65\text{mm}$ et $z = -80\text{mm}$ (cf. Figure 4-13e et Figure 4-13f), le point de vitesse nulle garde une position quasi-identique avec $(x=-10, y=-10)$. Le gradient orthoradial, dans ces plans, est moins prononcé, bien que présent. Ces deux dernières informations indiquent que, pour les plans relativement éloignés de la culasse, l'écoulement tourbillonnaire tend à devenir « bidimensionnel ».

Nous avons constaté, sur la Figure 4-3 que pour $z=-7,5\text{mm}$ et $z=-80\text{mm}$, les composantes horizontales de la vitesse moyenne étaient de signes opposées, i.e. $\langle V \rangle_{z=-7,5} \geq 0$ et $\langle V \rangle_{z=-80} \leq 0$, en raison de l'existence, dans le plan médian 1, d'un écoulement projeté de type rouleau (ceci est une schématisation grossière eu égard aux conclusions précédentes). Si l'on représente le plan médian 1 sur la Figure 4-13a et Figure 4-13f, correspondant, respectivement, aux plans $z = -7,5\text{mm}$ et $z = -80\text{mm}$, on remarque clairement que la proposition concernant l'inversion des signes de $\langle V \rangle$ reste valable, en raison du décalage du point de vitesse nulle par rapport au centre géométrique de la chambre. Pour le plan $z=-7,5\text{mm}$, le point M est en $(x=15, y=-29)$ et pour le plan $z=-80\text{mm}$, il est en $(x=-10, y=-10)$. La position du point M a donc changé de manière significative avec, en outre, un changement de signe selon x qui traduit le passage de la structure tourbillonnaire moyenne à travers le plan médian de la chemise (plan 1).

A cette variation axiale de la position de M dans la chambre vient s'ajouter un gradient azimuthal de vitesse moyenne qui traduit l'enroulement du jet résultant autour de l'axe z . La représentation de la position de M dans les divers plans d'observations met en évidence un enroulement de M autour de z (cf. Figure 4-14a-b). En particulier, nous observons que la trajectoire de M décrite dans le plan $(x-y)$ décrit un enroulement (cf. Figure 4-15).

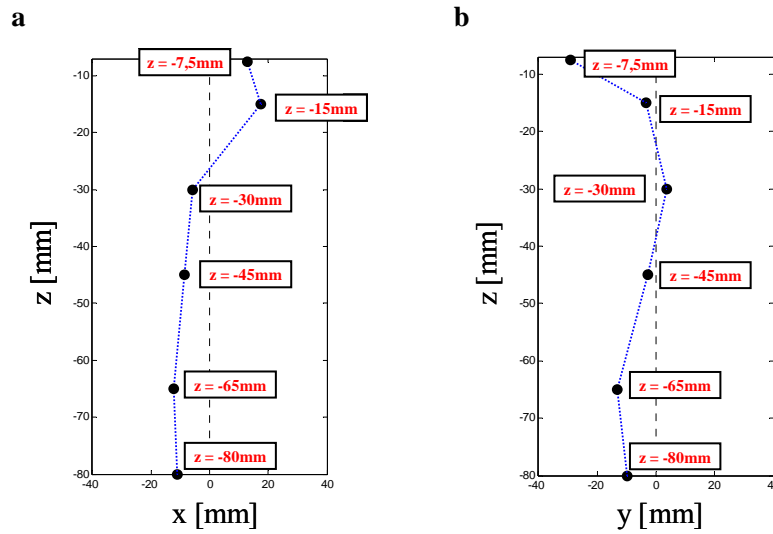


Figure 4-14 Position du point de vitesse moyenne nulle M dans les plans verticaux au PMB. **a**, plan $(x-z)$; **b**, plan $(y-z)$

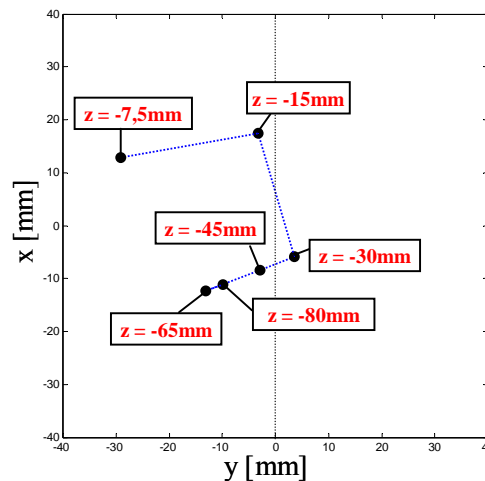


Figure 4-15 Position du point de vitesse moyenne nulle M dans le plan (y-x) au PMB

Nous pouvons tenter d'observer la position de la zone de forte vitesse pour chaque plan horizontal au PMB, afin de confirmer l'hypothèse de l'enroulement d'un jet résultant. Nous avons indiqué dans le Tableau 4-1 la position du point de vitesse maximale P dans les différents plans de mesures horizontaux.

Entre $z=0$ et $z=-15$ mm, au PMB, l'écoulement tourbillonnaire est en formation, car aucune structure n'apparaît clairement. En revanche, à partir de $z=-30$ mm, le tourbillon est identifiable. La zone frontale du jet résultant persiste et signe par une région de forte quantité de mouvement.

	$z = -7,5\text{mm}$	$z = -15\text{mm}$	$z = -30\text{mm}$	$z = -45\text{mm}$	$z = -65\text{mm}$	$z = -80\text{mm}$
y_P	12,42	-31,58	-7,93	-9,21	7,36	-23,09
x_P	-12,58	2,36	-33,93	-33,93	-36,48	-25,75

Tableau 4-1 Position du point de vitesse maximale au PMB

Afin de conforter l'hypothèse d'enroulement du jet résultant au PMB, nous avons représenté sur la Figure 4-16 cet écoulement dans les plans verticaux correspondant aux plans soupapes. Les plans sont affichés dans le sens de rotation de l'écoulement ($n^\circ 5$ - $n^\circ 6$ - $n^\circ 4$ - $n^\circ 3$) afin de mieux cerner l'enroulement du jet résultant. On distingue nettement la zone de forte vitesse qui s'enroule au sein de l'écoulement. Durant toute la course d'admission, cet enroulement a permis la génération de la structure tourbillonnaire et nous observons la persistance de cette structure d'enroulement au point mort bas avec, sur le plan $n^\circ 3$, la zone frontale du jet résultant qui signe notablement au-delà de $z=-30$ mm.

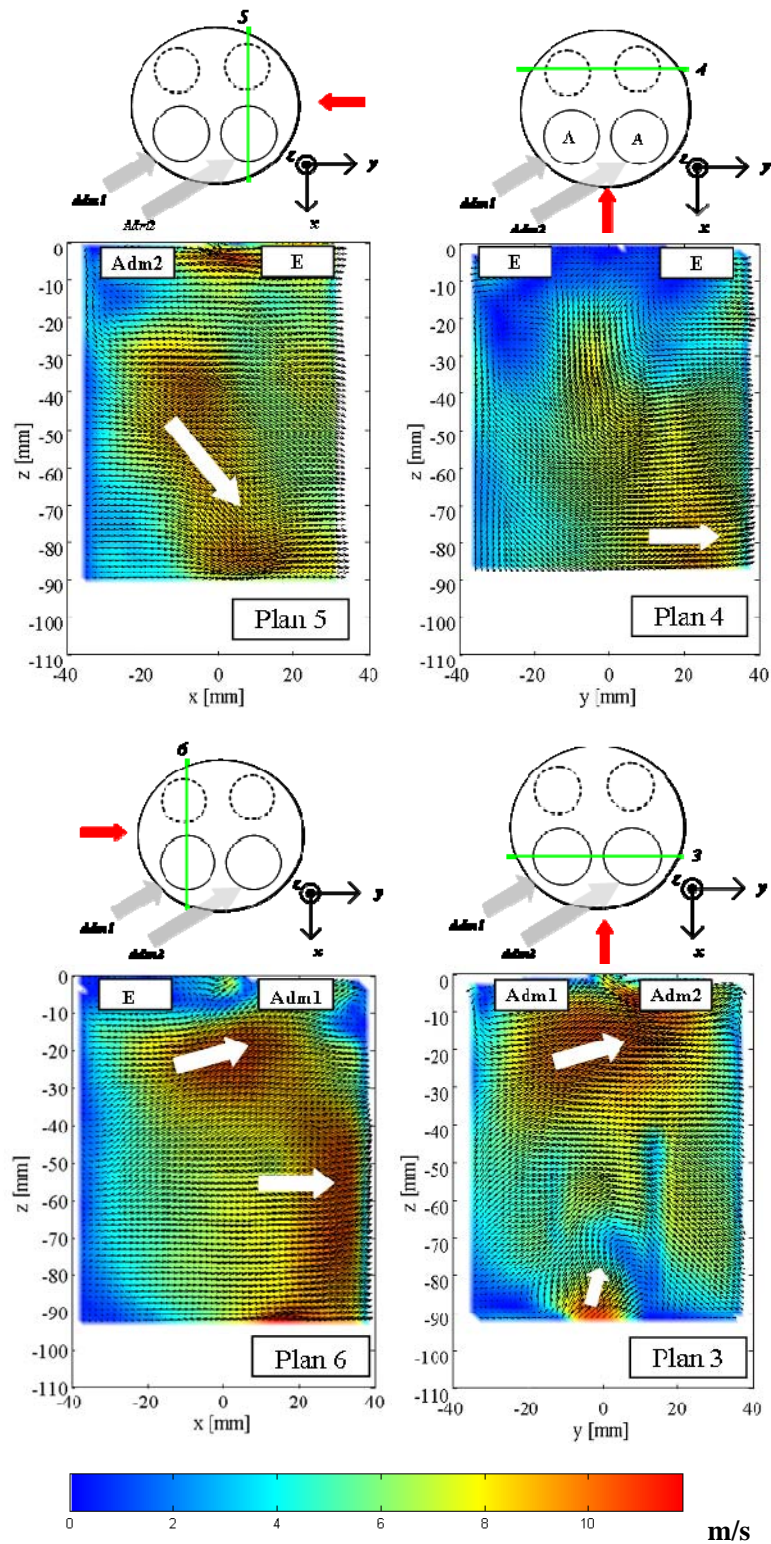


Figure 4-16 Champs de vitesse en moyenne de phase dans les quatre plans soupapes au P MB. La flèche rouge représente le sens de visualisation de plans de mesures.

4.3.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante

Sur toutes les figures présentées (Figure 4-17), nous pouvons observer que l'énergie cinétique fluctuante au PMB est inférieure à sa valeur en milieu d'admission. Pour obtenir un ordre de grandeur de la différence entre ces deux valeurs, nous nous intéressons à la valeur intégrée suivante :

$$K = \sum_{\mathbf{x} \in S} k_{2D}(\mathbf{x}) \quad (39)$$

La grandeur K est calculée dans le plan et ne reflète pas le niveau total de la fluctuation dans tout le volume de la chambre. Néanmoins, pour obtenir des ordres de grandeur et illustrer la décroissance des fluctuations, elle peut s'avérer utile. Nous obtenons ainsi :

$$K(\theta = 90) \approx 4K(\theta = 180) \text{ à } z = -15\text{mm}$$

$$K(\theta = 90) \approx 3K(\theta = 180) \text{ à } z = -45\text{mm}$$

Dans le dernier 1/3 de la course d'admission, les soupapes se refermant, un montant énergétique plus faible pénètre dans la chambre. La production et le transport d'énergie sont moins importants que durant la première moitié de l'admission. Sous l'effet de la dissipation, l'énergie cinétique fluctuante est donc amenée à décroître au cours de l'admission.

L'étude de la répartition spatiale de l'énergie cinétique fluctuante démontre que l'on peut associer des forts niveaux de k_{2D} sur la partie avant de la zone frontale du jet résultant. Un pic local situé au voisinage du point de vitesse nulle M peut aussi être détecté.

L'existence de ce pic local d'énergie cinétique fluctuante proche de M est à rapprocher de la Figure 4-8b, où nous avons observé un fort niveau de k_{2D} dans la partie centrale du cylindre. Des études précédentes (Marc, 1998 ; Maurel, 2001 ; Graftieux et al., 2001) ont montré que dans des configurations simplifiées, le déplacement d'un tourbillon d'un cycle à l'autre pouvait se traduire par ce type de signature. L'existence d'un maximum d'énergie fluctuante proche du point de vitesse nulle pourrait donc dans notre cas traduire une fluctuation cyclique associée au déplacement du tourbillon dans le plan de mesure.

Le maximum absolu d'énergie fluctuante se situe sur les quatre derniers plans, $z = -30\text{mm}$, $z = -45\text{mm}$, $z = -65\text{mm}$, et $z = -80\text{mm}$, dans la partie avant de zone frontale du jet résultant. Au point mort bas, les zones les plus fluctuantes du tourbillon plan sont donc la région centrale et la zone avant du front résultant. Les fluctuations associées au front résultant peuvent être liées à de la turbulence ou à des mouvements de grande échelle, parmi lesquels on pourrait trouver des changements de position du front ou encore des variations d'intensité.

Les remarques concernant ces mouvements de grande échelle dont la signature serait des pics locaux d'énergie fluctuante vont maintenant être examinées en détails au moyen de la décomposition orthogonale en modes propres.

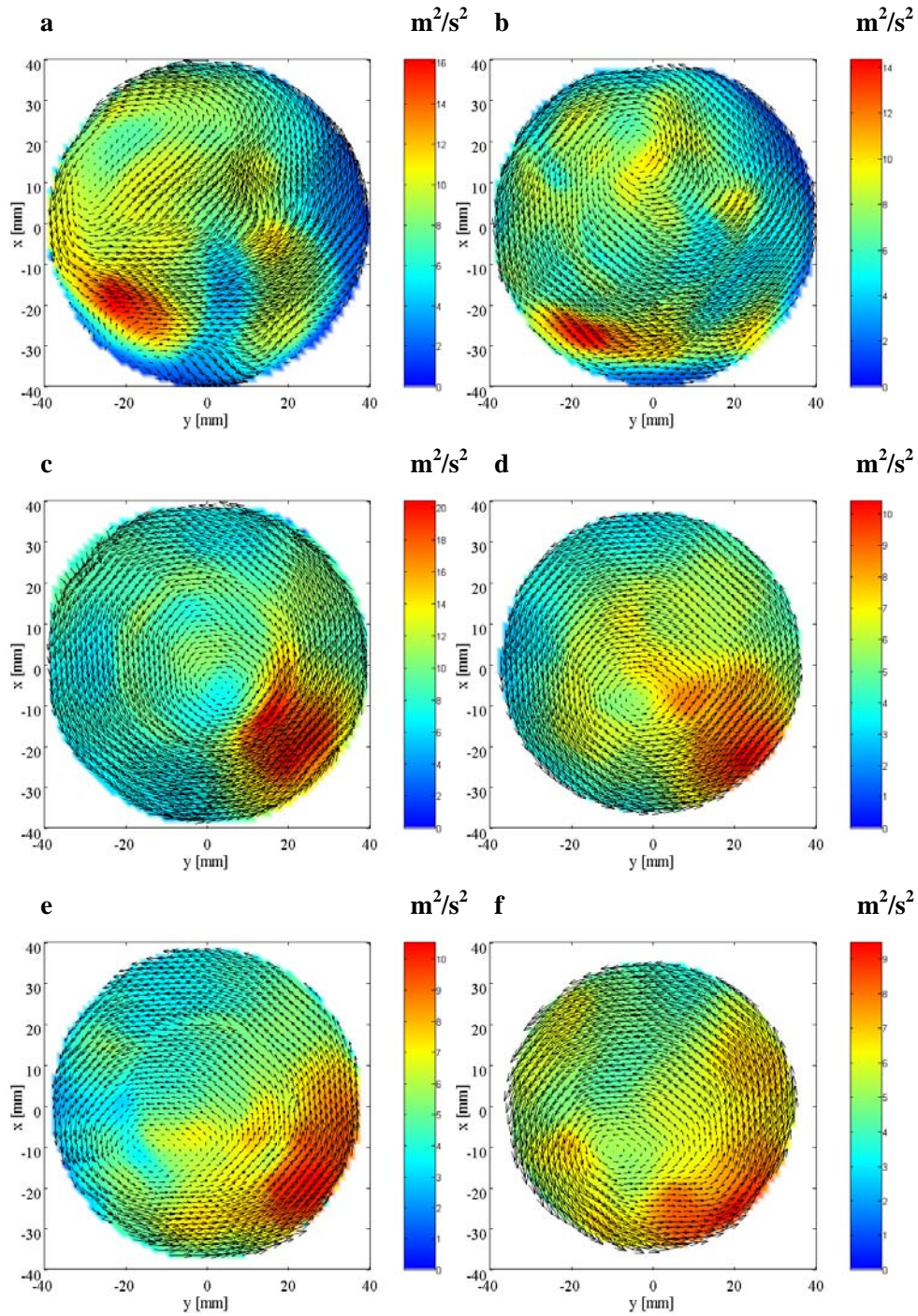


Figure 4-17 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le cylindre à $\theta = 180$ CAD. **a**, $z = -7,5\text{mm}$; **b**, $z = -15\text{mm}$; **c**, $z = -30\text{mm}$; **d**, $z = -45\text{mm}$; **e**, $z = -65\text{mm}$; **f**, $z = -80\text{mm}$

4.3.3 Fluctuations de grande échelle de l'écoulement au point mort bas

Nous venons d'observer que l'écoulement au point mort bas présentait des régions caractéristiques où l'énergie cinétique fluctuante prenait des valeurs localement importantes. Pour les plans $z=-30\text{mm}$, $z=-45\text{mm}$, $z=-65\text{mm}$, et $z=-80\text{mm}$, ces régions se localisent dans la zone centrale de l'écoulement, proche du point de vitesse nulle et sur la zone avant du front résultant qui s'enroule dans l'écoulement. En suggérant que ces deux régions soient associées à des fluctuations de grande échelle, nous devrions pouvoir les identifier au moyen de techniques de décomposition de type POD et tenter, dans un second temps, d'étudier leur éventuelle corrélation par E-POD.

Cette dernière technique est une extension de la POD consistant à appliquer la décomposition dans une région restreinte de l'espace pour ensuite corréler ce qui s'y déroule avec le reste de l'espace. Il est alors possible de corréler certaines "événements" caractéristiques de l'écoulement.

Une telle approche a déjà été appliquée dans (Maurel et al. 2001). Elle concernait la corrélation entre le déplacement d'un vortex de type "rouleau" et le basculement du jet lui donnant naissance. La configuration aérodynamique permettait en effet d'obtenir dans un même plan, le jet entrant et le rouleau bidimensionnel associé en milieu d'admission. Dans le cas qui nous occupe, la configuration est différente puisque le tourbillon et les jets ne peuvent être étudiés dans un même plan. Néanmoins, comme nous l'avons vu, les jets ne disparaissent pas totalement. En effet, en s'enroulant, ils forment un front résultant qui est largement visible sur les plans horizontaux. Il est donc possible d'étudier une éventuelle corrélation entre cette "survivance" des jets de soupape et le tourbillon en formation. En particulier, au point mort bas, il peut s'avérer utile de comprendre comment le déplacement du tourbillon pourrait se corréler à la zone frontale du jet résultant. Ceci est un moyen de quantifier la naissance d'une aérodynamique plus ou moins fluctuante avant la course de compression et donc, de mieux cerner la variabilité cyclique du moteur.

Rappels sur l'E-POD et les grandeurs à observer

La décomposition orthogonale est appliquée dans une région S centrée sur le coeur du tourbillon et ne contenant pas la zone frontale du jet résultant. L'échantillon mesuré dans S est noté $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$. Ecrivons la décomposition du champ dans S :

$$\mathbf{X} \in S \quad \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{X}) \quad (40)$$

Il est donc possible, à partir de l'expression ci-dessus, de définir le mode étendu (p) par :

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (41)$$

La quantité avec laquelle nous corrélons la vitesse dans S est aussi une vitesse dans Ω tout entier. On montre (Borée, 2003) que la vitesse dans Ω se décompose suivant:

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C = \sum_{n=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}') \quad (42)$$

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}') - [\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C \quad (43)$$

Où $[\mathbf{U}_n(\mathbf{x}')]_C$ est la partie corrélée avec $\mathbf{U}_n(\mathbf{x})$ et $[\mathbf{U}_n(\mathbf{x}')]_D$ est la partie décorrélée du signal. Les modes étendus permettent une décomposition de l'énergie totale, non optimale à l'extérieur de S , en tout point. L'énergie cinétique moyenne totale de la partie corrélée est :

$$\langle \mathbf{U}_n(\mathbf{x}')_C^2 \rangle = \sum_{p=1}^N \lambda^{(p)} [\Psi^{(p)}(\mathbf{x}')]^2 = \sum_{p=1}^N [\varphi^{(p)}(\mathbf{x}')]^2 \quad (44)$$

Où $\varphi^{(p)}(\mathbf{x}') = \sqrt{\lambda^{(k)}} \Psi^{(p)}(\mathbf{x}')$ donne la contribution du mode étendu (p) à l'énergie cinétique totale du champ corrélé. Le module de ce vecteur sera utilisé ensuite pour comparer l'influence de chaque mode en chaque région de l'espace Ω .

La Figure 4- 18 présente le champ en moyenne de phase au point mort bas au milieu du cylindre. On identifie clairement deux zones de l'écoulement en rotation. La première est la zone du jet résultant des phases principales de l'admission. Ce jet résultant tangente la paroi inférieure de la chemise. La seconde est la zone centrale du tourbillon qui est composée d'un tourbillon clairement identifiable, en rotation solide, dans une région circulaire centrée sur le point de vitesse moyenne nulle. Nous appliquons successivement une POD sur le champ total Ω puis une POD locale dans le disque S .

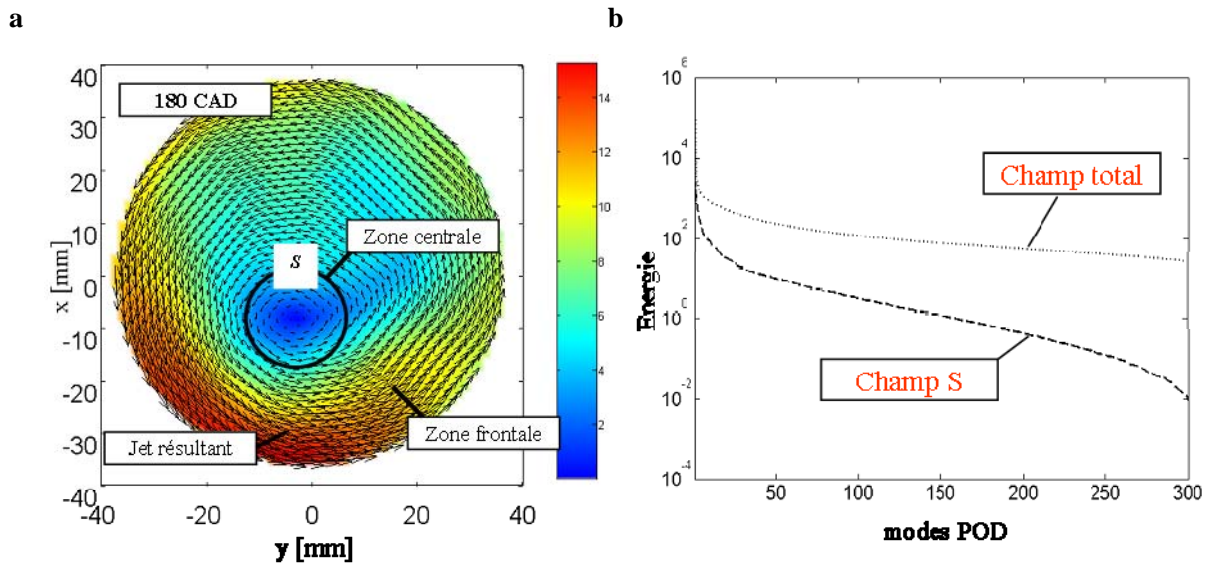


Figure 4-18 a, Moyenne d'ensemble du champ de vitesse à $\theta = 180$ CAD [piston au PMB] et $z = -45$ mm, plan à mi-hauteur de la chambre; **b**, Spectre énergétique issu d'une POD du champ total Ω (..) et du champ local S (--)

a. Modes issus de la décomposition du champ total

Nous présentons sur la Figure 4-19 les modes obtenus par décomposition du champ total Ω . Le mode 1 est semblable à l'écoulement moyen. En revanche, en effectuant une décomposition orthogonale du champ entier, nous obtenons des modes supérieurs difficiles à analyser. En effet, les modes caractéristiques d'un déplacement aléatoire de tourbillon (Grafietaux et al., 2001 ; Maurel, 2001) ne sont pas complètement comparables à ceux que nous obtenons. Cela est dû en grande partie à la présence du jet résultant qui apporte une contribution énergétique importante dans la décomposition et rend difficile l'étude du déplacement de l'écoulement tournant.

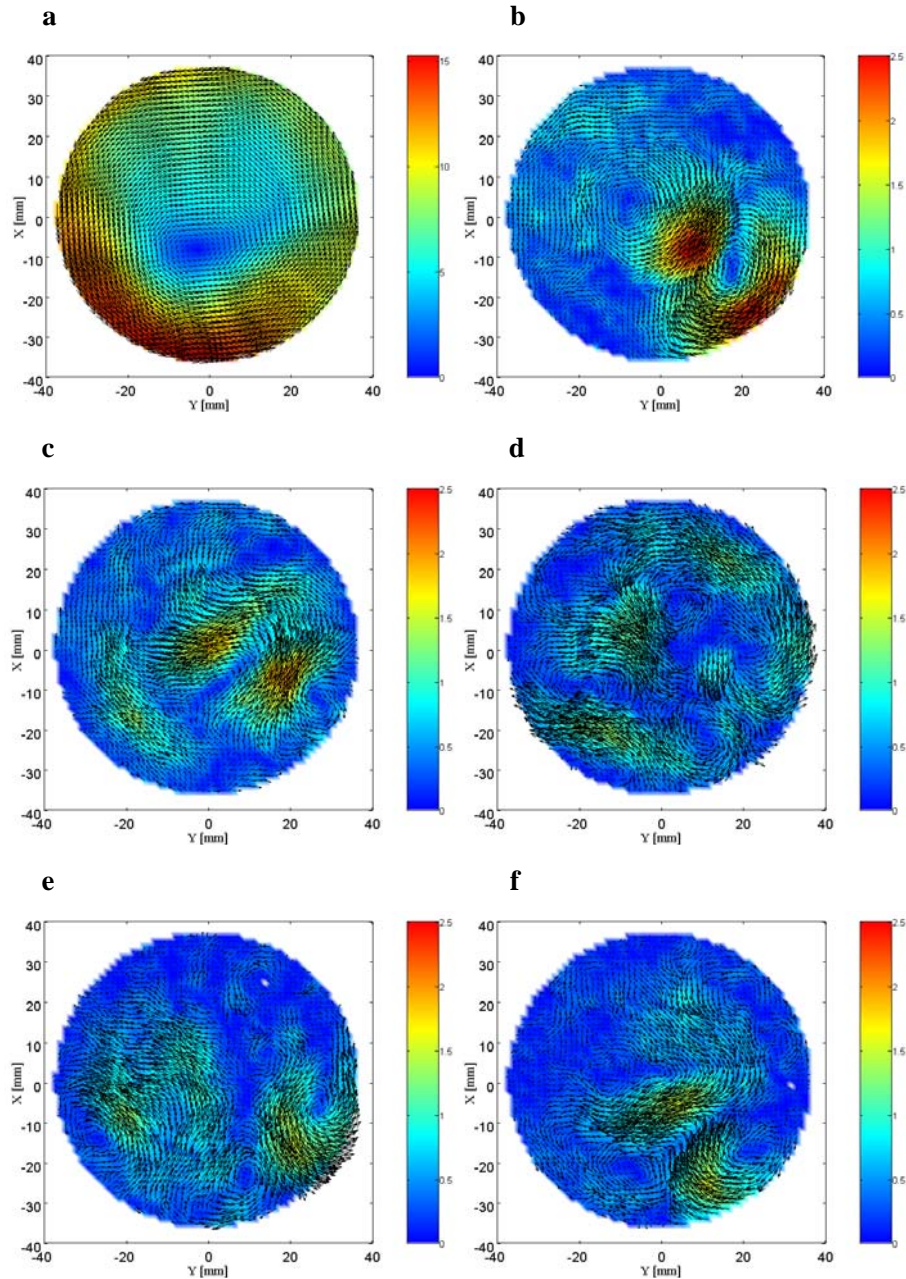


Figure 4-19 Six premier modes POD normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}} [\Phi^{(k)}(\mathbf{x})]_{\Omega}$ de la décomposition du champ total

b. Modes issus de la décomposition du champ S

Les champs PIV précédemment analysés par une POD appliquée à tout le champ sont maintenant analysés avec la procédure de POD masquée, i.e. une décomposition orthogonale locale dans un disque S dont le centre est le point de vitesse moyenne nulle et dont le rayon est de 10 mm. Notons que l'énergie cinétique totale contenue dans le

domaine S représente environ $\frac{\sum_{p=1}^N [\lambda^{(p)}]_S}{\sum_{p=1}^N [\lambda^{(p)}]_\Omega} \approx 2\%$ de l'énergie cinétique totale contenue dans Ω . Le

produit scalaire champs à champs utilisé dans la méthode des snapshots pour constituer la matrice des corrélations (cf. Chapitre 3) est donc restreinte ici à cette zone qui couvre la zone centrale du tourbillon. Le spectre POD de cette décomposition locale est présenté en Figure 4-20b sur les six premiers modes.

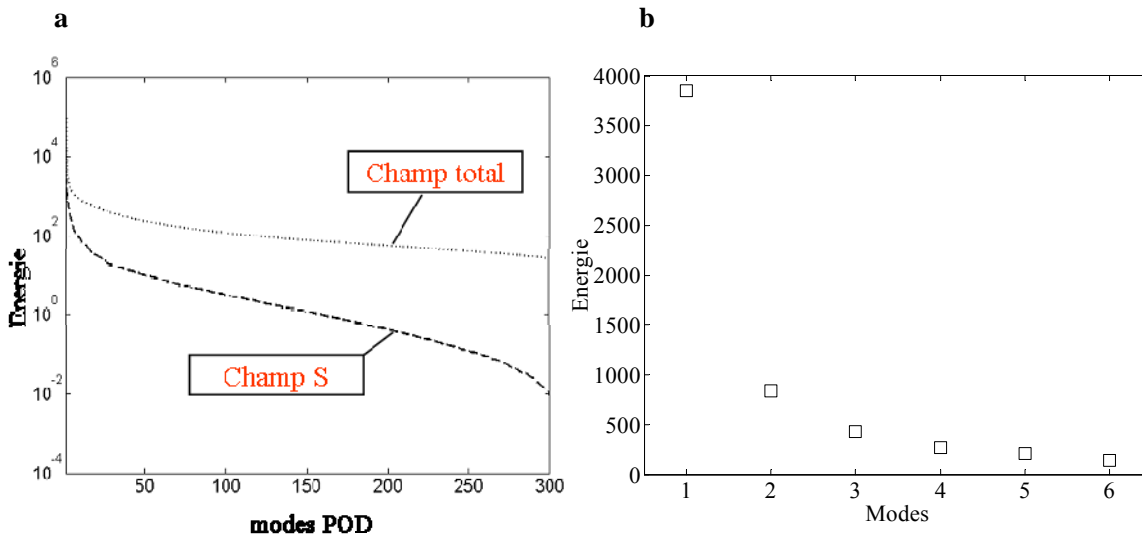


Figure 4-20 a, Spectre énergétique issu d'une POD du champ total Ω (..) et du champ local S (--) ; **b**, Spectre de la décomposition orthogonale dans S sur 6 modes $\lambda^{(k)}$; $k = 1 \dots 6$

Ce spectre met en évidence une rapide décroissance de l'énergie entre le mode 1 et le mode 2 et décroît moins rapidement jusqu'au mode 6. Les énergies contenues dans le disque S représentent un montant plus faible que les énergies contenues dans Ω tout entier. C'est pourquoi le spectre complet dans S se situe en dessous du spectre dans Ω (cf. Figure 4-20). De plus, il faut souligner une vitesse de décroissance plus importante du spectre POD dans S , comparativement au spectre dans Ω . Les modes "supérieurs" prendront donc d'autant plus d'importance que la décomposition s'effectue dans un domaine large, sujet, *a priori*, à une plus large gamme de fluctuations. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux six premiers modes de l'écoulement (cf. Figure 4-21).

Nous souhaitons ici faire une remarque concernant la forme des modes locaux obtenus. L'observation du mode 1 montre une « rotation » qui signe par la présence d'un point singulier, de type foyer (Delery, 2001); les modes 2 et 3 sont composés de vecteurs dont la norme est quasi-uniforme; les modes 4 et 5 sont formés de vecteurs décrivant une « déformation » pure; le mode 6 est décrit par un doublet d'axe ou dipôle. Ces analogies permettent de comprendre le rôle de l'ajout d'un mode à un autre. Ainsi, l'ajout du mode 2 au mode 1 aura pour effet de déplacer le foyer dans la direction perpendiculaire à celle portée par le mode 2. De même, l'ajout du mode 3 au mode 1 aura pour effet de déplacer le foyer du mode 1 dans la direction perpendiculaire à celle portée par le mode 3.

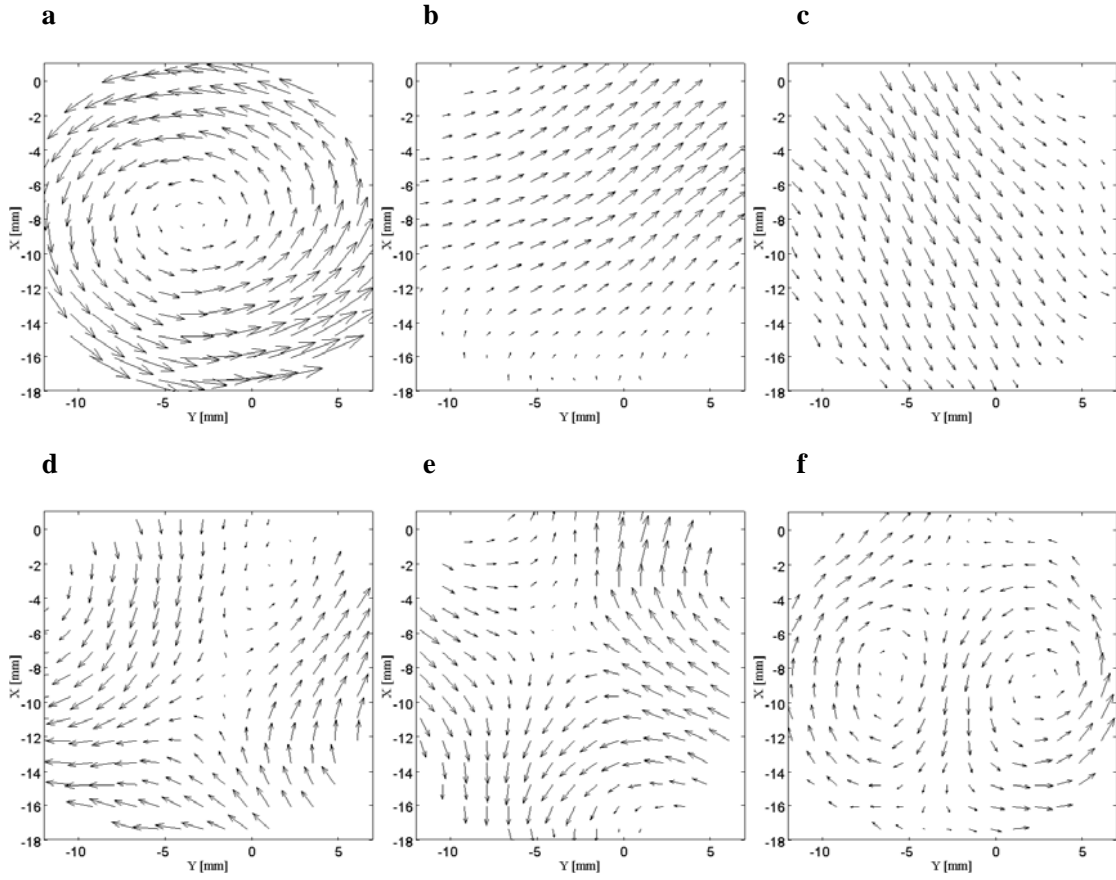


Figure 4-21 Modes $[\Phi^{(k)}(\mathbf{x})]_S$ issus de la décomposition orthogonale du champ partiel S , centré sur le cœur du tourbillon. **a**, mode 1 ; **b**, mode 2 ; **c**, mode 3 ; **d**, mode 4 ; **e**, mode 5 ; **f**, mode 6

L'ajout des modes 4 et 5 au mode 1 a pour effet de déformer l'écoulement tournant du mode 1 en le rendant plus « elliptique ». L'effet du mode 6 ne sera pas examiné dans la suite. Grâce à ces observations, nous sommes donc en mesure de qualifier les fluctuations privilégiées à l'intérieur du domaine S et d'observer leur contribution à l'extérieur de S , dans tout le domaine de mesure. Cette procédure d'ajout de modes sera décrite dans la suite.

Comme nous l'avons constaté pour les tourbillons synthétiques, il apparaît, dans le spectre POD dans S des sauts énergétiques entre les premiers modes. L'énergie du mode 3 est environ 1,5 fois plus faible que celle du mode 2. Ceci indique que le tourbillon fluctue avec plus d'ampleur dans la direction de la seconde bissectrice. Cette amplitude de déplacement est quantifiée alors par les coefficients de décomposition du champ de vitesse $\mathbf{U}_n(\mathbf{x})$, soit $a_n^{(2)}$ pour la direction du mode 2 (~seconde bissectrice) et $a_n^{(3)}$ pour la direction de déplacement mise en évidence par le mode 3 (~première bissectrice). Ainsi les modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ et $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ nous permettront de décrire dans le champ global Ω les fluctuations de vitesses corrélées avec un déplacement de tourbillon.

Les modes propres étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ et $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ sont présentés sur la Figure 4-22b-c. On observe clairement sur ces figures la cohérence des pseudo-mouvements obtenus même à l'extérieur du disque S ,

plus particulièrement pour les modes étendus 2 et 4. $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ contient les fluctuations de vitesse corrélées avec le déplacement du foyer indiqué sur la Figure 4-22, par la flèche blanche. Dans les champs de vitesses instantanées où le tourbillon est déplacé dans ce sens par rapport à sa position moyenne, l'écoulement dans la zone frontale du jet résultant est moins intense. Inversement, si le foyer est déplacé dans le sens opposé, i.e. s'il est plus proche de la paroi, l'écoulement en dessous du foyer est plus intense. La région d'interaction est donc située au niveau de la zone frontale du jet résultant. Elle s'étend continûment sur la partie droite de la paroi de la chemise. La vitesse dans la région d'interaction est simplement plus faible quand le tourbillon se déplace vers le centre de la chemise.

Sur le mode $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ n'apparaît pas de corrélation notable. Lorsque le foyer se déplace dans la direction associée, aucun événement du champ global Ω ne s'y associe. En revanche, sur le mode normalisé $\sqrt{\lambda^{(4)}}\Psi^{(4)}(\mathbf{x})$, apparaît une forte corrélation, d'amplitude comparable à celle obtenue au mode étendu 2. La fluctuation associée au mode 4 dans S se corréle à la zone principale du jet résultant plutôt qu'à sa zone frontale. La fluctuation associée au mode 4 est en réalité liée à un changement morphologique de la zone centrale du jet résultant. Comme il a été montré plus haut dans cette section, la composition de ce mode 4, et d'ailleurs du mode 5 par ailleurs, tend à rendre elliptique les lignes de courant à cœur. Dans notre ensemble statistique, lorsque le foyer subit une telle déformation dans S , la région du jet résultant est globalement plus intense.

Ces résultats montrent clairement l'intérêt de la POD étendue dans l'étude des mouvements de grande échelle en fin d'admission. Rappelons que l'obtention des $\sqrt{\lambda^{(k)}}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ fournit l'information sur uniquement la contribution locale au champ de vitesse qui est corrélée avec la projection du champ de vitesse sur le mode k dans S . Un lien fort est établi entre l'amplitude du déplacement du foyer (région centrale) et l'intensification du jet résultant à la paroi.

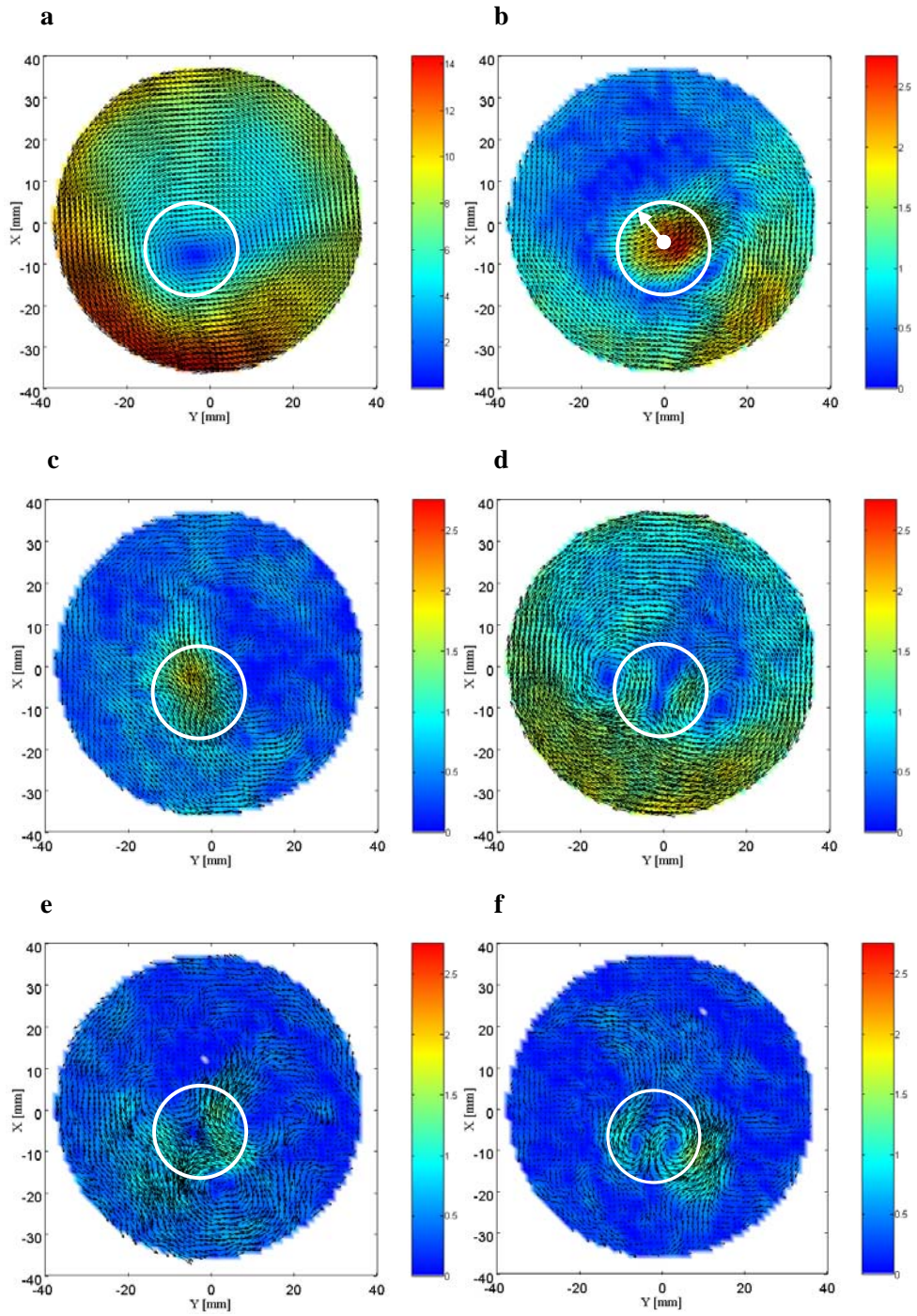


Figure 4-22 Modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$; $k=1\dots 6$, issus de la décomposition orthogonale du champ S et leur norme associée

Afin d'observer l'influence des modes et ainsi de quantifier les interactions évoquées plus haut, nous pouvons observer les champs statistiquement probables, suivant la procédure proposée par (Patte-Rouland et al., 2001). Un champ statistiquement probable est défini par une combinaison linéaire entre le mode 1 et l'un de ses suivants. Le champ statistiquement probable donnant l'influence du mode (p) s'écrira :

$$S^{(p)} = \langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(p)} \rangle \pm \sigma_{a_n^{(p)}} \right) \Psi^{(p)} \quad (45)$$

Nous allons donc dans la suite nous intéresser à la contribution des modes 2 et 4 suivant cette procédure. Le Tableau 4-2 fournit les statistiques des coefficients associés, obtenus par la décomposition dans la région centrale.

Mode (p)	2	4
$\langle a_n^{(p)} \rangle$	-2,17 -1,82	
$\sigma_{a_n^{(p)}}$	28,91 16	,37

Tableau 4-2 Statistiques des coefficients associés aux modes 2 et 4

Nous remarquons que $\langle a_n^{(p)} \rangle$ est négligeable devant $\sigma_{a_n^{(p)}}$ pour les modes 2 et 4. La combinaison des modes étendus 1 et 2 montre, sur la Figure 4-23a, que le jet résultant s'intensifie, en particulier près de sa partie frontale, pour des valeurs de $a_n^{(2)}$ négatifs (car $a_n^{(2)} \approx -\sigma_{a_n^{(2)}}$). En revanche, son niveau de vitesse baisse pour des $a_n^{(2)}$ positifs.

Suivant la discussion précédente, il y a un lien direct entre ces observations et le déplacement du cœur du tourbillon. Les valeurs importantes de la vitesse du jet résultant sont observées par conséquent lorsque le tourbillon se rapproche de la paroi, i.e. pour $a_n^{(2)} < 0$. Cette observation peut s'expliquer par la conservation du débit entre le tourbillon et la paroi en considérant l'écoulement bidimensionnel. Il faut prendre garde tout de même à conclure rapidement de la sorte connaissant le niveau de tridimensionnalité de l'écoulement, même en fin d'admission. Il peut être cependant possible que, localement, ce phénomène bidimensionnel puisse se manifester. L'interaction zone centrale / front du jet résultant reste néanmoins significative sur la dynamique de l'écoulement à cette phase. Un comportement similaire est observé en considérant la contribution du quatrième mode étendu, qui lie la déformation de l'écoulement dans S , à l'intensification du jet résultant (cf. Figure 4-24). Effectivement, la seule région où une valeur importante de $\sqrt{\lambda^{(4)}} \Psi^{(4)}(\mathbf{x})$ est observée, est située au niveau du jet résultant lui-même. La vitesse dans cette région est plus forte quand le tourbillon se déforme selon $a_n^{(4)} < 0$. Là encore, nous établissons un lien direct entre un mouvement cohérent de la région centrale S et son environnement $\Omega - S$. Les résultats que nous venons de présenter mettent en évidence les liens entre les fluctuations de position du tourbillon dans S et l'intensification du jet résultant à la paroi. À partir de cette conclusion, nous pouvons nous interroger sur les origines de cette fluctuation d'intensité du jet résultant à la paroi. Elle traduit finalement une formation du tourbillon différente d'un cycle à l'autre et nous suspectons qu'elle pourrait être liée aux conditions d'entrée de l'air à l'intérieur de la chambre. La « compétition » entre le jet swirlant et le jet débitant pourrait donc être à l'origine de cette variabilité. Aussi, l'examen de ses fluctuations associées aux jets eux-mêmes relève d'une importance considérable. Nous allons donc, dans la suite, nous focaliser sur une phase caractéristique où ces deux jets interagissent suffisamment pour influencer la formation de l'écoulement tournant.

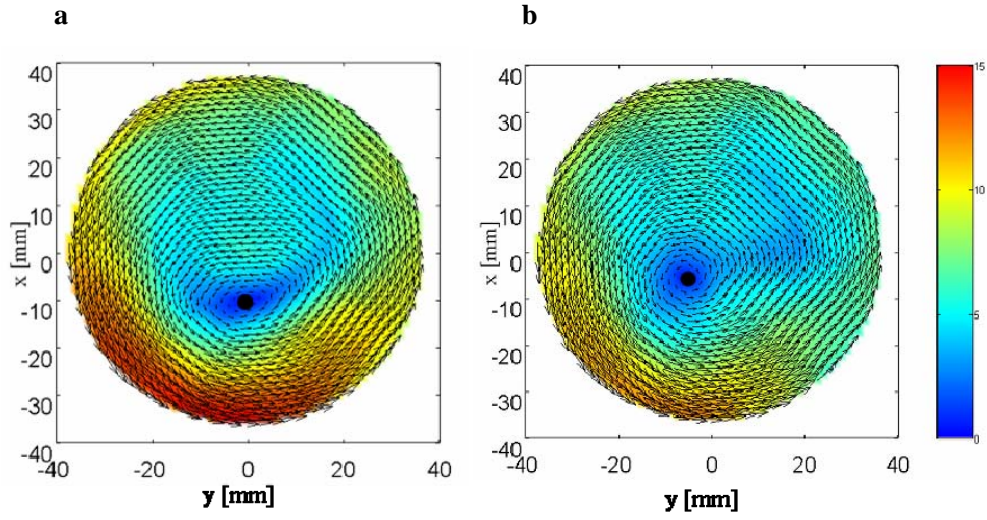


Figure 4-23 Ch amps statistiquement p robables, à p artir d u mode 2: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$

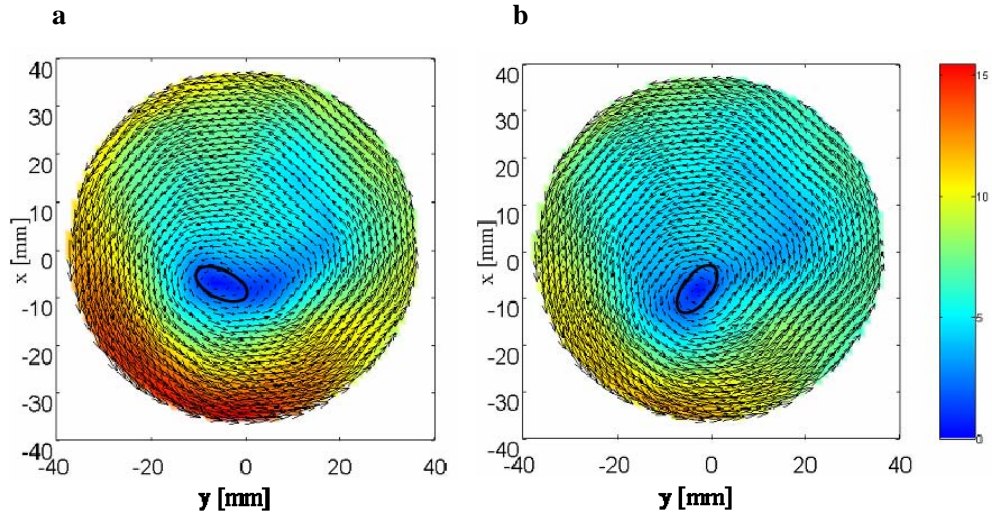


Figure 4-24 Ch amps statistiquement p robables, à p artir d u mode 4: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(4)} \rangle - \sigma_{a_n(4)} \right) \Psi^{(4)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(4)} \rangle + \sigma_{a_n(4)} \right) \Psi^{(4)}$

4.4 Fluctuations associées aux jets de soupapes

Les mesures qui vont être présentées dans cette section ont été acquises à la phase $\theta = 120$ CAD. Nous avons sélectionné cet angle de vilebrequin car l'écoulement interne est, à cet instant de la course d'admission, soumis à d'importantes fluctuations, comme l'ont révélé les champs d'énergie cinétique fluctuante observés plus haut. De plus, la structure tourbillonnaire est, à cette phase, en formation, si bien que l'on peut distinguer au sein de la chambre plusieurs zones particulières correspondant à des types d'écoulement bien déterminés. Ainsi, la partie supérieure de la chambre sera toujours le siège de l'interaction entre les jets de soupape; la partie intermédiaire de la chambre correspondra à une zone de transition vers le bas de la chambre dans lequel la structure tourbillonnaire s'établit. Nous mettrons l'accent, dans cette section, sur l'enroulement du jet de soupape swirlant et nous tenterons par la suite d'obtenir des informations sur l'interaction entre les jets et la formation du jet résultant.

4.4.1 Synthèse des mesures à 120 CAD

Avant d'aborder les aspects liés exclusivement aux fluctuations de l'écoulement à cette phase, nous devons avoir une vision d'ensemble de l'aérodynamique interne. L'observation des figures précédentes montrent que les soupapes d'admission apportent deux contributions distinctes : la soupape swirlante contribue à l'enroulement du jet alors que la soupape débitante est destinée à remplir le cylindre en air.

L'enroulement du jet sera donc associé principalement à la soupape swirlante S. Le débit d'air entrant dans la chambre est assuré par la soupape débitante D. La formation du jet résultant proviendra de la combinaison de ces deux jets et selon leurs fluctuations respectives, la structure tourbillonnaire sera plus ou moins centrée lorsque le piston atteindra le point mort bas. À partir de ces considérations, nous avons proposé le scénario exposé en Figure 4-25, Figure 4-26 et Figure 4-27, pour l'écoulement présent dans la chambre à 120 CAD.

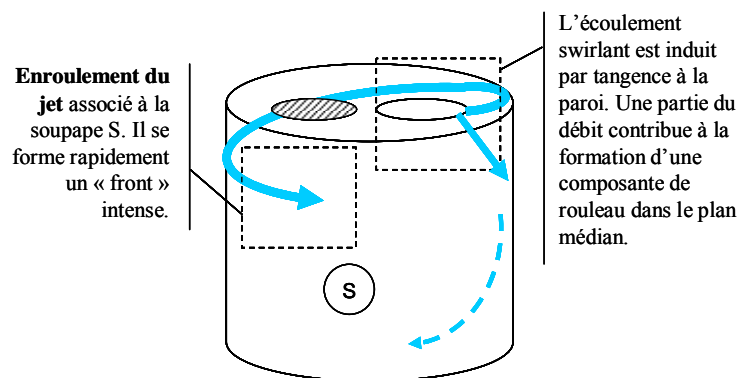


Figure 4-25 Schématisation de l'enroulement du jet de soupape S autour de l'axe du cylindre. Le jet swirlant ainsi créé contribue significativement à la composante d'enroulement

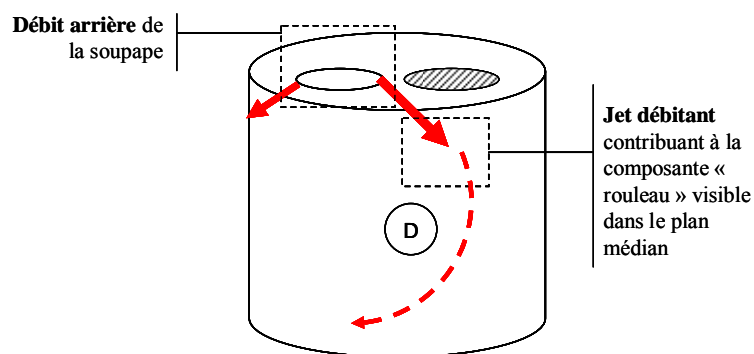


Figure 4-26 Schématisation du jet débitant D. Ce jet va contribuer à la formation d'une composante de rouleau dans le plan médian 1 du cylindre

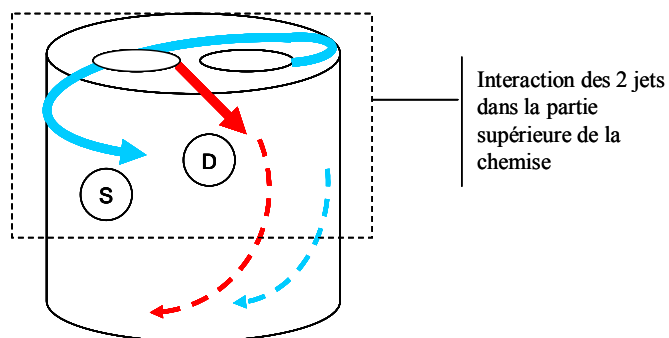


Figure 4-27 Schématisation de la contribution des deux jets à l'aérodynamique interne à 120 CAD

Cette schématisation a été confortée par l'observation expérimentale des champs obtenus en PIV 2D2C. Nous avons aussi montré que la combinaison des deux jets donnait naissance à un seul jet résultant qui s'enroule dans la chambre durant les deux derniers 1/3 de l'admission et qui subsiste jusqu'au PMB. La formation de ce jet résultant est complexe. Dès $z=-30\text{mm}$, nous pouvons observer la naissance d'une composante d'enroulement, principalement issu du jet swirlant S, qui va progressivement s'établir en entraînant avec elle une partie du jet débitant (cf. Figure 4-28). Cette composante d'enroulement constituera donc le jet résultant que nous avons observé en détails dans les paragraphes précédents.

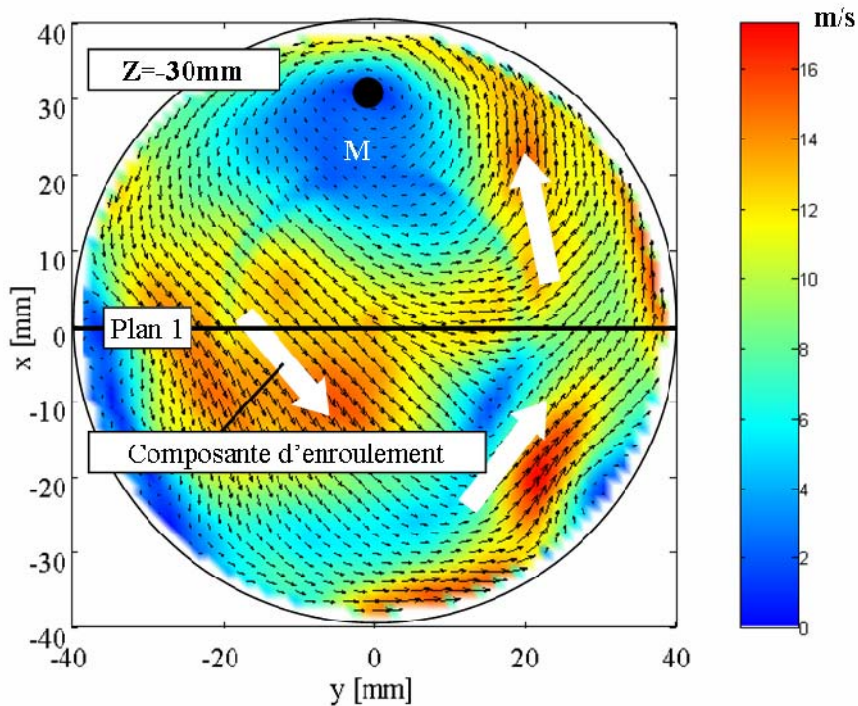


Figure 4-28 Champ en moyenne de phase à 120 CAD pour le plan $z=-30\text{mm}$. Mise en évidence de la composante d'enroulement

Pour mettre en évidence, de manière probante, l'hétérogénéité du champ dû à la structuration du mouvement et pour tenter d'observer cette composante d'enroulement dans un plan vertical, nous allons maintenant nous intéresser au champ moyen obtenu en PIV 2D3C pour la phase caractéristique $\theta = 120\text{ CAD}$.

Des essais en PIV 2D3C ont, pour cela, été réalisés dans le plan médian 1. L'obtention des plans décalés (plans soupapes) s'est avérée ardue en raison de l'épaisseur de la nappe. En effet, la nappe laser utilisée dans ce type de mesure doit être épaisse (entre 4 et 5 mm dans notre cas). Or, le comportement d'une nappe si épaisse à la traversée du cylindre transparent (lui-même très épais), n'est pas assuré pour l'acquisition d'une mesure PIV 2D3C de qualité. Nous nous sommes donc restreints dans le cadre des mesures 2D3C à l'acquisition du plan médian 1 uniquement.

Compte tenu de l'encrassement prépondérant dans le bol, mais aussi, et surtout, de la traversée du bol par une nappe laser très épaisse, les résultats obtenus dans la zone correspondant au bol sont sujets à caution. Nous choisirons donc de présenter les champs 3C uniquement dans la région correspondant au cylindre principale, en excluant le bol.

Avant d'aller plus loin dans l'analyse physique des champs obtenus, nous nous proposons de comparer les résultats obtenus par PIV 2D2C et 2D3C dans le plan médian 1 à la phase qui nous intéresse, i.e. 120 CAD.

Sur la Figure 4-29, nous observons des différences entre les deux champs présentés. Outre le niveau de vitesse obtenu, les différences sont aussi d'ordre structurelles. En effet, la position du point de vitesse nulle en \square (qui signe la projection de l'enroulement du jet résultant) est différente d'un champ à l'autre. Elle est en effet décalée de $\Delta z = 15\text{mm}$ vers le bas de la chambre sur les mesures PIV 2D3C. L'obtention d'un tel résultat peut être dû aux différences de montages expérimentaux entre les deux configurations. En effet, les caméras utilisées et l'ensemencement diffèrent entre les mesures PIV 2D2C et PIV 2D3C. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous n'avons pas mis en avant un comparatif détaillé des mesures. Cependant, compte tenu du soin apporté aux mesures en PIV 2D3C, et de la cohérence (en terme d'écoulement) des résultats que nous avons obtenus par ailleurs, l'exploitation de ces résultats pour l'analyse physique nous semble tout à fait justifiée. Ainsi, en comparant de plus près les deux plans de la Figure 4-29, nous voyons que trois régions significatives de l'écoulement se dégagent.

La première région est la zone \square correspondant dans les deux cas en une composante horizontale de la vitesse moyenne qui est la projection de la composante d'enroulement dans le plan 1. Cette partie de l'écoulement est responsable de la formation du jet résultant dont les fluctuations ont été étudiées au point mort bas à $z=-45\text{mm}$. La seconde région correspond à la zone \square . Cette partie de l'écoulement est le résultat du jet débitant dans le plan 1. Une partie de ce flux débitant est entraîné par la composante d'enroulement pour former le jet résultant (cf. Figure 4-28). La dernière région de l'écoulement est constitué par le point de vitesse nulle et son voisinage. C'est la zone \square . Elle marque le passage du point M (point de vitesse nulle des plans horizontaux) de part et d'autre du plan 1 ou axe $x=0$.

Ces trois régions se retrouvent à la fois sur les plans de mesure en PIV 2D2C et en PIV 2D3C. Les phénomènes physiques étant correctement décrits par le plan en PIV 2D3C, nous travaillerons uniquement sur ce dernier par la suite. L'observation du plan 1 obtenu en PIV 2D3C avec sa troisième composante montre qu'au niveau de la zone \square , une forte composante transverse moyenne $\langle U \rangle$ est détectée. Cela correspond exactement à la composante d'enroulement que nous avons mis en évidence sur la Figure 4-28. La zone A est une zone d'intérêt particulière qui correspond à la région comprise entre $z=-30\text{mm}$ et $z=-20\text{mm}$ sur la Figure 4-29. Cette zone étant déplacée vers le bas dans les mesures en PIV 2D3C, elle se trouve comprise entre $z=-45\text{mm}$ et $z=-35\text{mm}$ sur la Figure 4-30. Par conséquent le profil de $\langle U \rangle$ pour $z=-45\text{mm}$ sur la Figure 4-30 est à mettre en relation avec le champ de vitesse $z=-30\text{mm}$ présentée sur la Figure 4-28, et cela, bien entendu, dans la région comprise entre $y=-25\text{mm}$ et $y=20\text{mm}$.

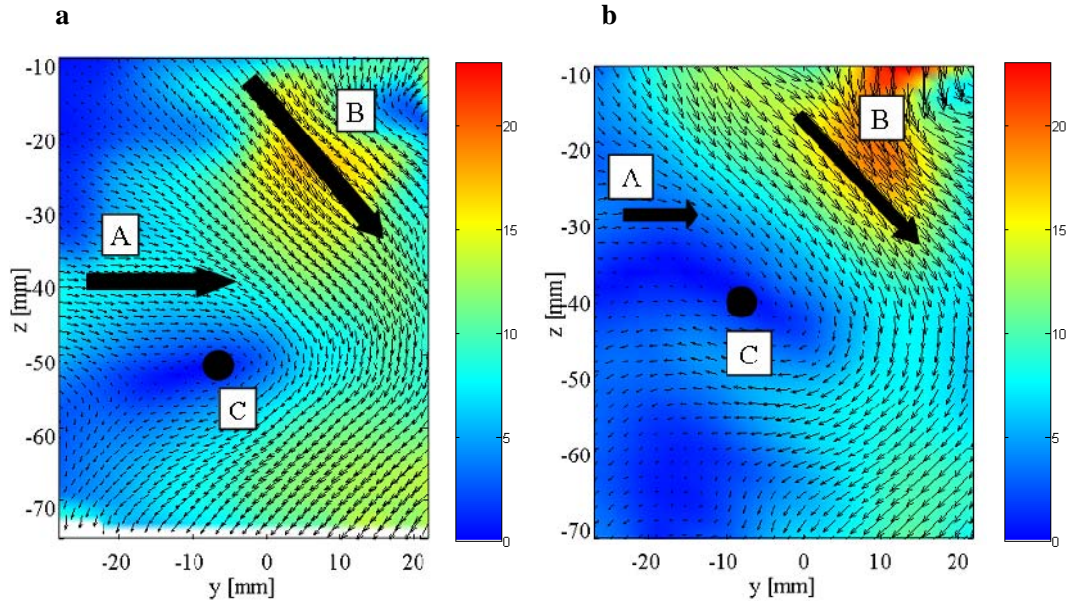


Figure 4-29 Champs de vitesse en moyenne de phase dans le plan vertical 1 avec sa norme, calculée sur les deux composantes planes. **a**, plan 2D3C; **b**, plan 2D2C

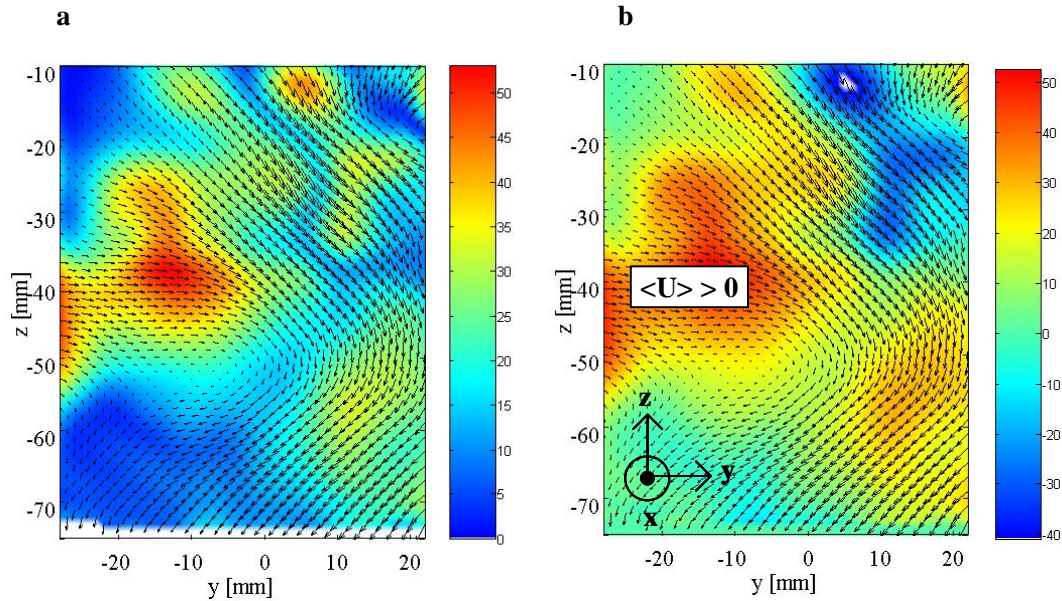


Figure 4-30 Champs de vitesse en moyenne de phase dans le plan vertical 1. **a**, avec sa norme, calculée sur les trois composantes; **b**, avec uniquement la troisième composante $\langle U \rangle$

Les contraintes de Reynolds ainsi que l'énergie cinétique fluctuante, calculée à partir des trois composantes, sont données en Figure 4-31. Nous constatons sur ces figures que la fluctuation est très intense dans la zone du jet de soupape débitant **B** et dans la partie inférieure de la chambre, couvrant ainsi la région **A**. Nous remarquons qu'une grande partie de la fluctuation est contenue dans la contrainte transverse $\langle u^2 \rangle$, les composantes $\langle v^2 \rangle$ et $\langle w^2 \rangle$ étant environ 10 fois plus faibles. Des macro-mouvements tridimensionnels sont donc attendus particulièrement dans les

régions **A** et **B**. La zone où l'on observe le point singulier **C** est elle aussi soumise à un important niveau de fluctuations.

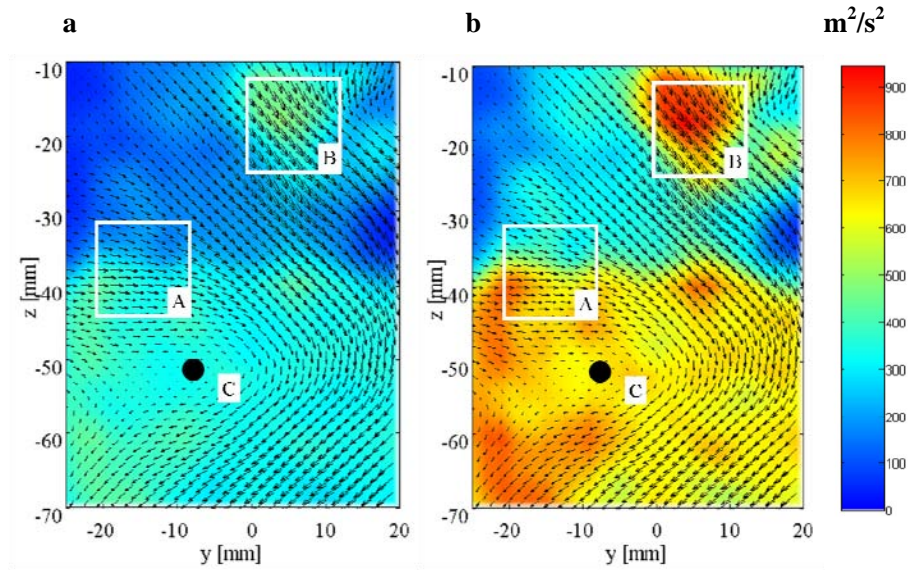


Figure 4-31 **a**, Energie cinétique fluctuante k_{3D} ; **b**, contrainte transverse $\langle u^2 \rangle$

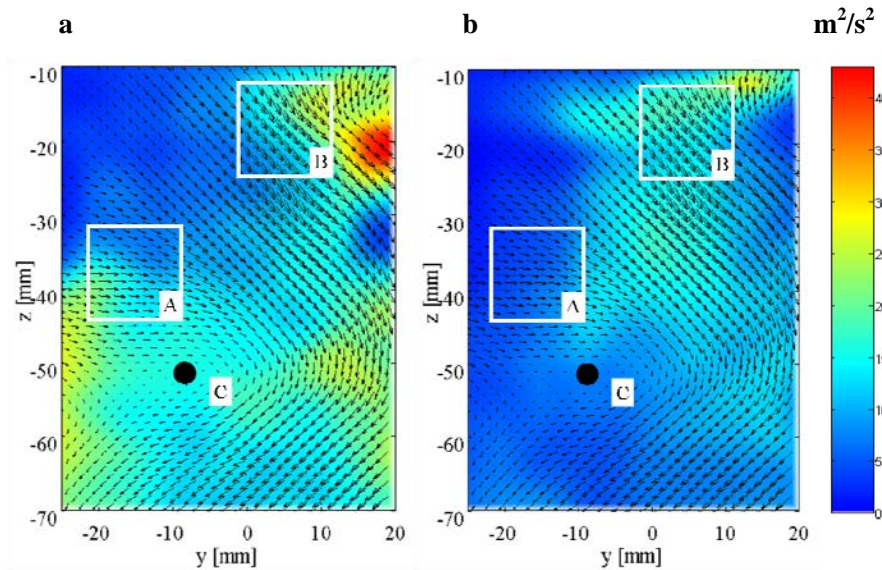


Figure 4-32 **a**, contrainte plane $\langle v^2 \rangle$; **b**, contrainte plane $\langle w^2 \rangle$

Compte tenu la description physique donnée en Figure 4-27, il est clair que des fluctuations de grande échelle des jet débitant D et swirlant S révéleraient (battements, intensité, effets 3D locaux) pourraient affecter la composante d'enroulement, et par voie de conséquence, favoriser ou défavoriser la formation de l'écoulement tournant au sein de la chambre. Nous allons tenter, dans le paragraphe suivant, d'identifier ces mouvements de grande échelle et éventuellement de les corrélérer. Nous pourrions alors proposer un moyen de quantifier **l'influence du jet débitant sur la composante d'enroulement**. Ce lien sera recherché grâce à l'application d'une E-POD à partir des données obtenues en PIV 2D3C.

4.4.2 Fluctuations et enroulement des jets de soupapes

L'examen des champs d'énergie cinétique fluctuante a révélé qu'une majeure partie de la fluctuation était localisée dans la zone des jets, près des soupapes, à 120 CAD. Le jet débitant correspondant à la zone **B** sur la Figure 4-33 pourrait donc être le siège d'importantes fluctuations, éventuellement liées à de grands mouvements. Nous cherchons donc à corréler ces grands mouvements du jet débitant **B** à la composante d'enroulement **A**.

Le champ présenté sur la Figure 4-33 « coupe » l'écoulement interne en son plan médian durant la structuration du mouvement, il possède donc une structure complexe. Plusieurs régions contribuant de manière significative à l'énergie cinétique globale proviennent de phénomènes physiques différents. Nous remarquons sur cette figure que le champ de vitesse obtenu à l'aide des deux composantes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$ (dans le plan de mesure) possède un point singulier de type foyer dans la région S (zone **C**). Comme nous savons interpréter le résultat d'une décomposition POD autour d'un tel point singulier -en composante de déplacement et de déformation- nous utilisons le domaine S et les deux composantes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$ pour un premier calcul POD.

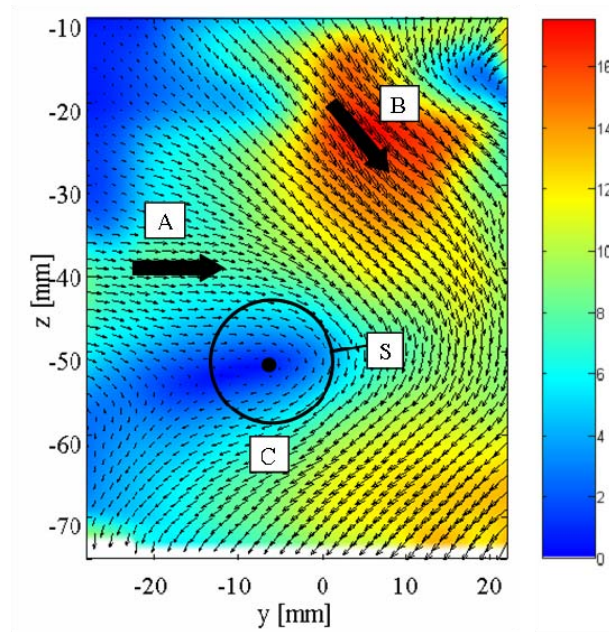


Figure 4-33 Champ PIV 2D3C médian 1, en moyenne de phase, à $\theta = 120$ CAD avec sa norme prise uniquement sur les deux composantes planes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$. La zone S correspond à la zone de masquage pour la décomposition orthogonale étendue

Dans S (cercle de rayon 8 mm dont le centre est le point de vitesse moyenne nulle), les deux composantes de la vitesse s'écrivent alors :

$$\mathbf{X} \in S \quad V(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Phi_1(\mathbf{X}) \quad (46)$$

$$\mathbf{X} \in S \quad W(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Phi_2(\mathbf{X}) \quad (47)$$

Dans tout le reste du domaine (Ω), pour les composantes V et W et dans tout le domaine $\Omega \cup S$ pour la troisième composante de la vitesse U obtenue par PIV 2D3C, nous obtenons par POD étendue :

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad V(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (48)$$

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad W(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (49)$$

$$\mathbf{X}' \in \Omega \cup S \quad U(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \mu^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (50)$$

Les composantes des modes étendus sont données par :

$$\Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} V(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (51)$$

$$\Psi_2^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} W(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (52)$$

$$\mu^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} U(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (53)$$

Les quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ sont présentés la Figure 4-34. La couleur de fond est la norme du mode étendu normalisé. Les modes obtenus dans S sont des modes caractéristiques du déplacement du foyer \square . Nous observons également sur les modes étendus 2 et 3 qu'il existe une corrélation (plus importante au mode 2) entre le déplacement du foyer présent dans S et la norme obtenue dans les régions V et T, correspondant au flux du jet débitant.

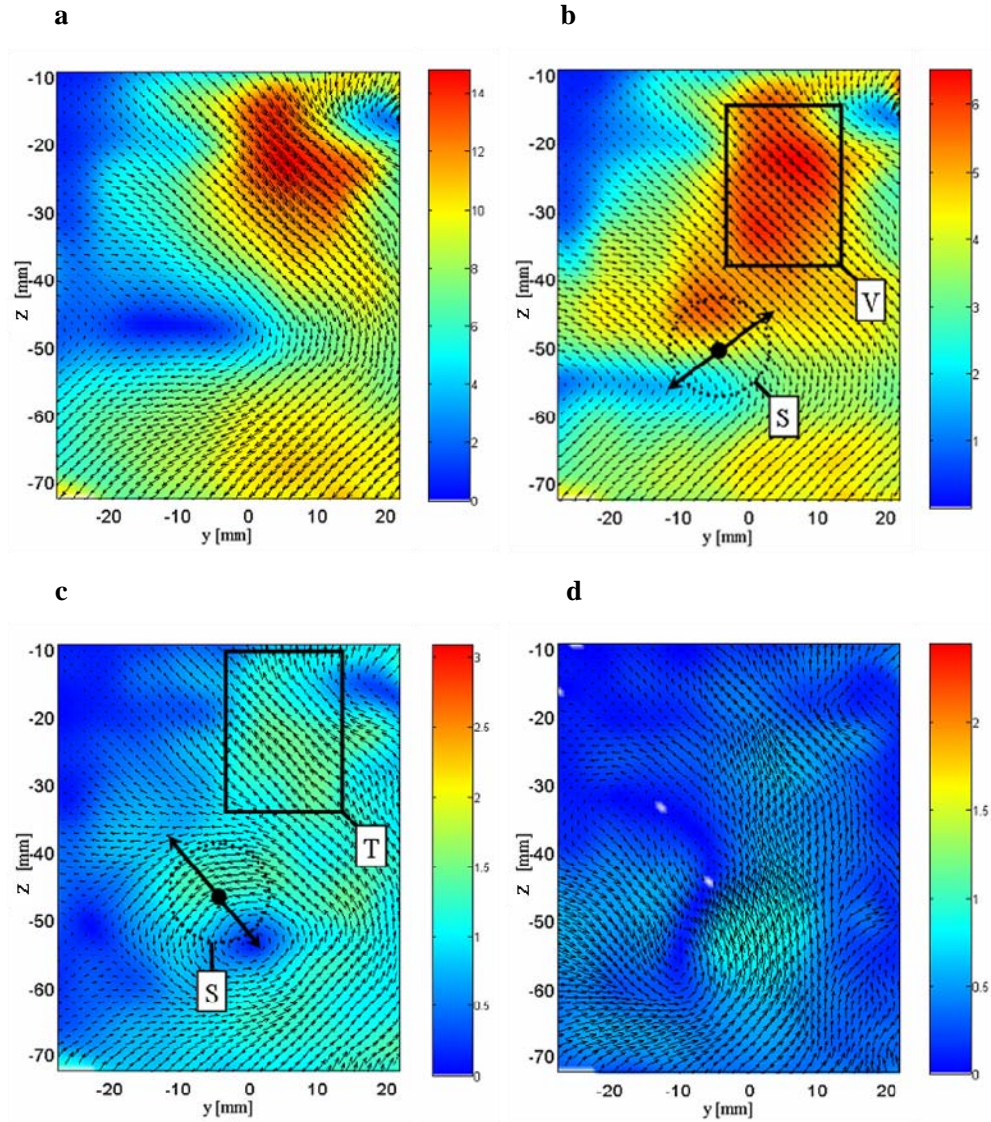


Figure 4-34 Quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ pour $k=1$ à $k=4$

Nous avons construits, pour compléter cette analyse, les champs statistiquement probables correspondant aux modes 2 et 3. Nous avons noté, effectivement, en ce qui concerne la contribution du mode 2, que lorsque le foyer se déplace vers la zone V, le jet débitant est de faible intensité. Au contraire, lorsqu'il s'en éloigne, le jet devient plus intense. Le mode 3 montre aussi que lorsque le foyer descend dans la chambre, le jet débitant est plus fort. Par comparaison à la figure 4-37 donnée plus loin et présentant la troisième composante des modes étendus normalisés, nous pouvons noter que le niveau énergétique dans le plan (y-z) est bien plus faible.

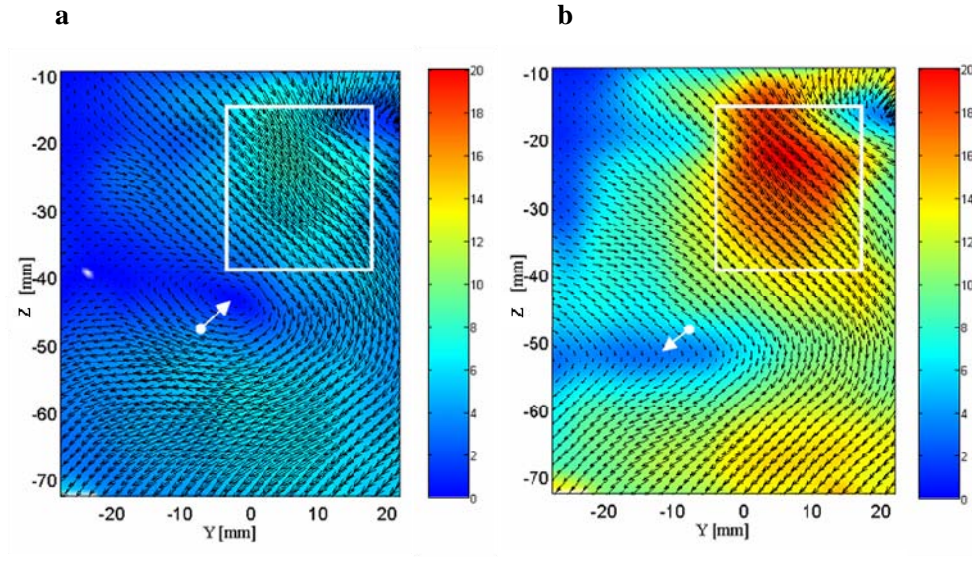


Figure 4-35 Champs statistiquement probables, à partir du mode 2: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$

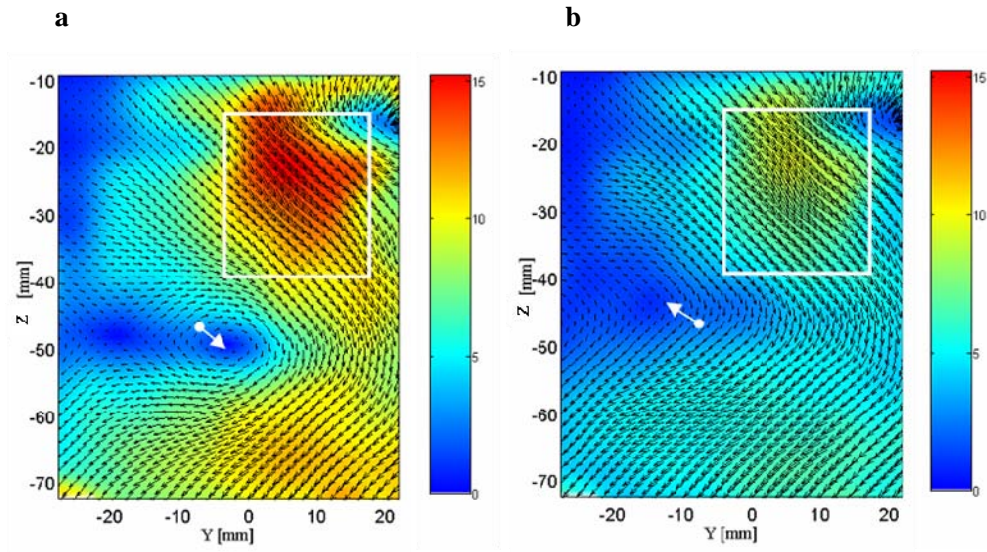


Figure 4-36 Champs statistiquement probables, à partir du mode 3: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(3)} \rangle - \sigma_{a_n(3)} \right) \Psi^{(3)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(3)} \rangle + \sigma_{a_n(3)} \right) \Psi^{(3)}$

Si l'on combine maintenant les modes 2 et 3, on peut intuitivement comprendre qu'un jet intense aura pour effet de pousser le foyer vers le bas du cylindre. Au contraire, la présence d'un jet débitant peu intense fera « remonter » le foyer. L'observation des modes étendus ainsi que des champs corrélés statistiquement probables a montré que l'intensité du jet débitant **B** se corrèle significativement au déplacement du foyer **C**.

De plus nous avons observé sur la Figure 4-30 que la signature de la composante d'enroulement est une forte valeur de la troisième composante de la vitesse U dans la zone **A**. Pour tenter d'examiner les fluctuations associées à cette zone, nous allons observer les modes $\mu^{(p)}(\mathbf{X}')$. Ces modes sont des modes scalaires. Sur les cartographies suivantes (cf. Figure 4-37a-d), les vecteurs représentent les modes plans $\Psi^{(p)}(\mathbf{X}')$ (modes étendus en V et W). Le scalaire affiché en fond représente le mode étendu en U , soit $\mu^{(p)}(\mathbf{X}')$.

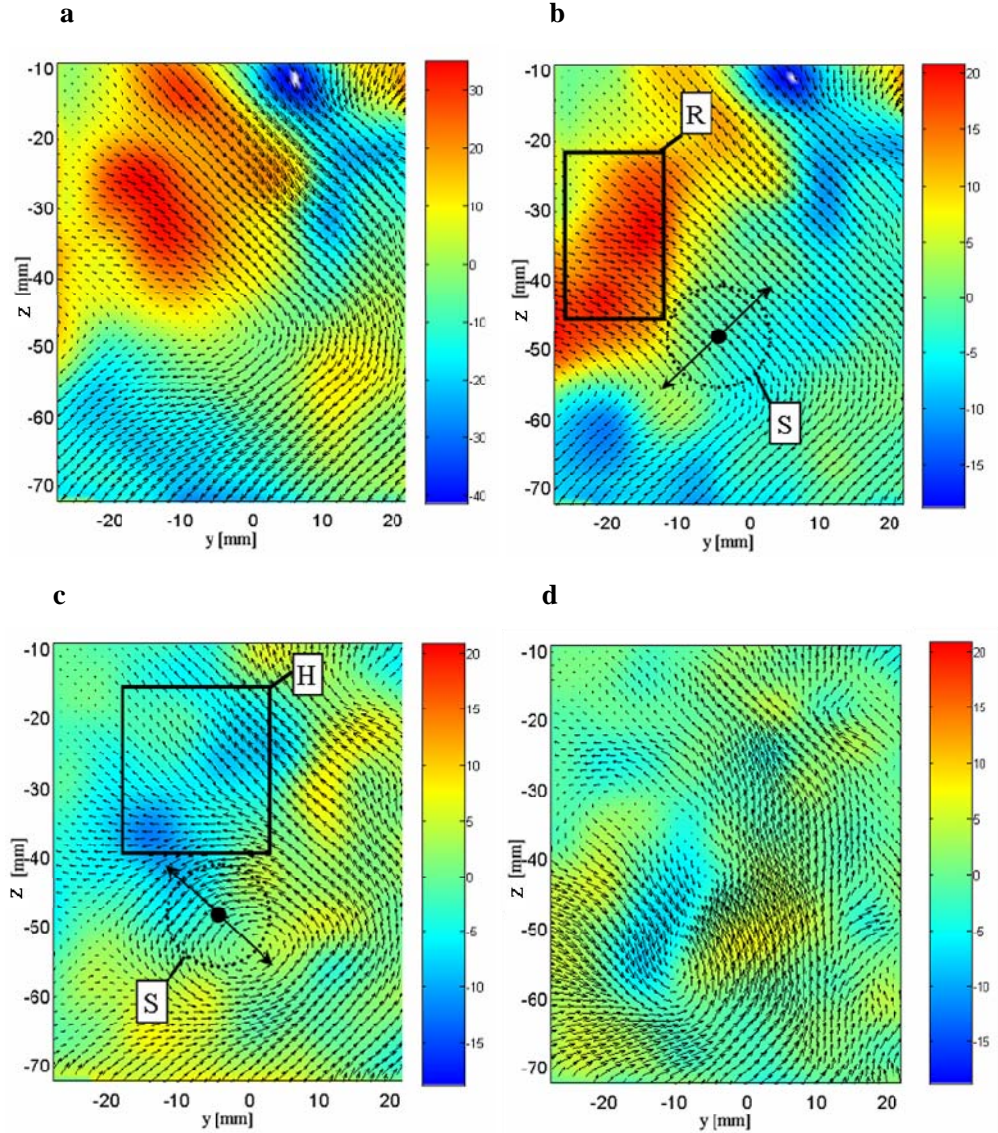


Figure 4-37 Quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)}\mu^{(k)}(\mathbf{x})$ pour $k=1$ à $k=4$

Nous pouvons, par ce biais, relier les macro-mouvements plans présents dans S à l'existence d'une composante transverse U plus ou moins importante à l'extérieur de S . L'observation de la Figure 4-37 montre le déplacement du foyer correspondant au mode 2 se corrèle à une forte composante transverse U dans la région R , où se trouve la composante d'enroulement. De plus, ce déplacement se corrèle aussi avec une région située dans la partie supérieure droite de la chambre. Cette dernière corrélation est moins forte et correspondrait certainement à une partie du flux débitant entraîné par la rotation du jet swirlant. Le déplacement du foyer marqué par le mode 3 se

corrèle avec une forte composante transverse U dans la région H , qui est décalée de quelques mm par rapport à la région R . Dans les deux cas, une corrélation importante est détectée entre le déplacement du foyer C et l'apparition d'une composante U significative dans une région qui correspond à la zone d'enroulement A . De plus, la construction des champs statistiquement probables a révélé que le déplacement du foyer vers le bas de la chambre se corrélait à une forte intensité de la composante d'enroulement dans A .

Les analyses précédentes permettent de conclure qu'un déplacement du point singulier vers le bas de la chambre s'accompagne toujours d'une intensification du flux du jet de soupape débitante et d'une intensification de la composante transverse U dans la région A , signature de l'enroulement.

(Maurel, 2001) avait observé, sur une configuration expérimentale différente, qu'une POD appliquée au jet donnant naissance à un rouleau révélait des modes caractérisant son battement dans le plan. Ici, nous montrons que dans le plan de mesure, aucun battement notable n'est constaté sur le jet débitant. En revanche, ce sont des fluctuations d'intensité qui apparaissent. L'information que nous donne la POD étendue plane ici, c'est qu'un déplacement du foyer vers le bas correspond à une dynamique plus importante de la zone débitante/enroulement. En effet, nous n'avons pas mis en évidence de composante de battement du jet débitant. En revanche, nous souhaitons attirer l'attention du lecteur sur la mise en évidence d'un battement transverse au plan. Nous nous proposons d'observer, par exemple, pour le mode 2, les champs statistiquement probables de la Figure 4-38 et de la Figure 4-39.

Dans la zone B , nous mettons en évidence une intensification de la vitesse plane, et une composante swirlante plus importante avec : dans B , une composante plus négative et dans A , une composante plus positive. La contribution du mode 3 se traduit de la même manière. Par conséquent, **les fluctuations de la composante U à la fois dans A et dans B semblent être fortement liées à l'intensification plane du jet débitant.**

Nous avons proposé dans cette section un moyen de corréler divers événements caractéristiques d'un écoulement tridimensionnel à partir de mesure PIV 2D3C. Il faut garder à l'esprit que l'obtention de résultats PIV 2D3C dans le cadre de ce type d'écoulement est relativement difficile. Des progrès concernant la configuration expérimentale et les conditions de mesure sont actuellement en cours en vue d'améliorer la qualité des résultats, notamment pour avoir accès aux plans soupapes et à l'écoulement dans le bol. Ces futurs résultats permettront de compléter la compréhension physique des interactions à l'admission et de donner des descriptions plus fiables des fluctuations de l'aérodynamique interne lors de sa génération.

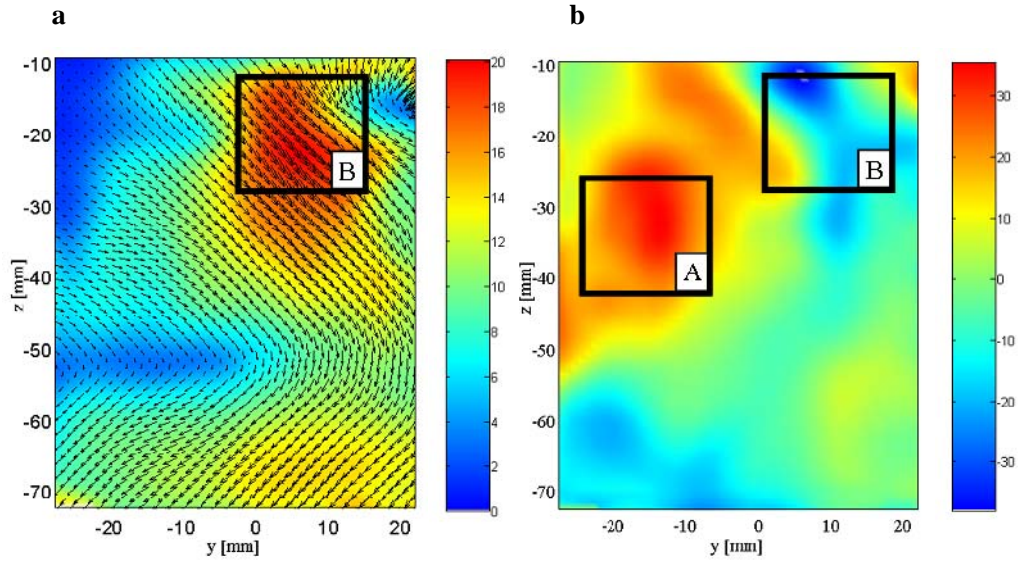


Figure 4-38 Champs statistiquement probable: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$ et sa norme ; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \mu^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n(2)} \right) \mu^{(2)}$

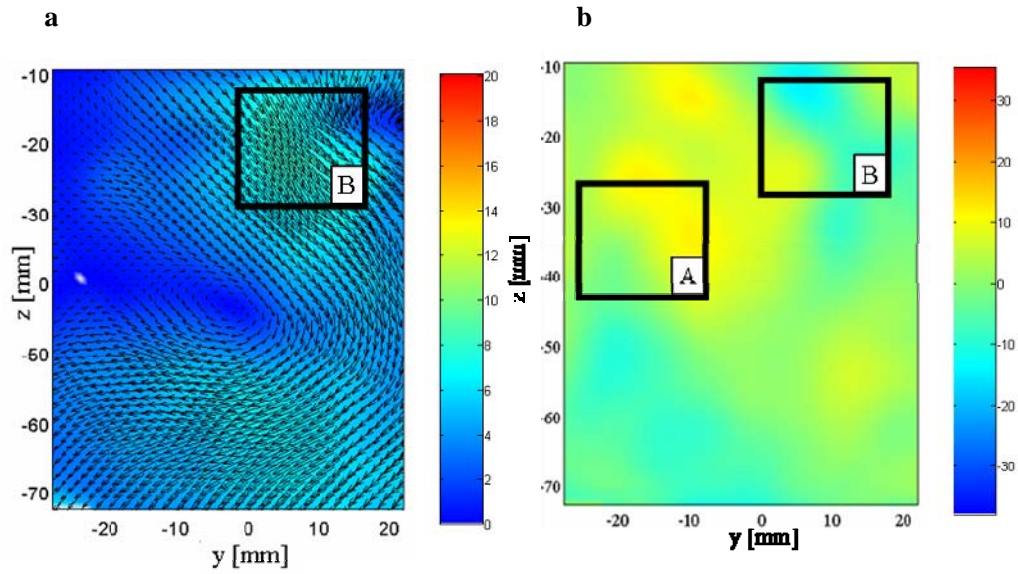


Figure 4-39 Champs statistiquement probable: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n(2)} \right) \Psi^{(2)}$ et sa norme ; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \mu^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n(2)} \right) \mu^{(2)}$

4.5 Synthèse du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'analyse physique de la génération de la structure tourbillonnaire entre 0 et 180 CAD. Notre objectif était de mettre en évidence l'importance de la variabilité cyclique de l'écoulement durant la course d'admission.

Nous avons tout d'abord présenté les champs en moyenne correspondant aux phases les plus caractéristiques, dans les plans verticaux et horizontaux. L'écoulement d'admission est marqué par la pénétration du mouvement d'air dans la chambre. Le flux est généré par la descente du piston. Ce flux est le résultat de deux contributions. La première est celle de la soupape débitante ; le jet qui en est issu est un jet débitant servant à remplir le cylindre en air. La seconde contribution est celle de la soupape swirlante qui génère un jet swirlant destiné à créer le mouvement de tourbillon. Dans la partie supérieure de la chambre, entre $z = -30$ mm et $z = 0$ mm, ces deux jets interagissent fortement, notamment durant la première moitié de la course d'admission. A partir de 120 CAD, ils se combinent en un jet résultant qui s'enroule dans la chambre.

L'observation de l'énergie cinétique fluctuante a montré que celle-ci, en décroissant progressivement au cours de l'admission, s'organisait en zones privilégiées. Ces zones sont localisées près des jets de soupapes, dans la partie centrale de la chambre et dans la zone frontale du jet résultant.

L'examen de l'état de l'écoulement au PMB a révélé que l'enroulement du jet résultant était encore détecté. Ceci relativise la vision d'un écoulement tournant de manière uniforme au PMB, vision qui au vu de nos résultats, nous paraît caricaturale. Les fluctuations observées se concentrent principalement dans la partie centrale de l'écoulement ainsi que dans la zone frontale du jet résultant. La variabilité cyclique de l'écoulement a pu être liée au déplacement du tourbillon central et par E-POD, nous avons montré qu'il existait une corrélation entre ce déplacement de la zone centrale et l'intensité du jet résultant.

Nous nous sommes finalement intéressés dans une dernière section, à la création du jet résultant et à ses fluctuations. Ainsi, nous avons focalisé notre analyse sur la phase $\theta = 120$ CAD. L'observation des résultats en moyenne de phase a conduit à l'élaboration d'un scénario d'écoulement. Nous avons ainsi mis en avant l'existence de deux composantes principales de l'écoulement à cette phase : une composante débitante (engendrée par le jet débitant) et une composante d'enroulement (engendrée principalement par le jet swirlant mais aussi par une partie entraînée du jet débitant). Nous nous sommes ensuite interrogés sur une éventuelle corrélation entre ces deux composantes. Ces dernières apparaissant dans des plans perpendiculaires, nous n'avons pu travailler sur les résultants de PIV 2D2C. Les champs obtenus en PIV 2D3C ont ainsi été mis à profit. L'application d'une E-POD a permis d'observer l'impact du jet débitant sur la composante d'enroulement du jet résultant. Elle a aussi révélé un battement tridimensionnel du jet débitant.

L'admission est donc, eu égard aux fluctuations mises en évidence, caractérisée par un fort niveau de variabilité cyclique associée aux mouvements de grande échelle des jets de soupapes. La structure de l'écoulement avant la compression est perçue comme l'enroulement d'un jet résultant, entraînant une non uniformité de l'écoulement avant la remontée du piston.

Nous allons dans la suite nous attacher à caractériser le comportement de l'écoulement durant la course de compression, en s'attardant plus particulièrement sur les phases à 270 et 360 CAD (PMH). Nous pourrions ainsi connaître l'état et l'évolution de la structure hautement variable que nous avons mise en évidence dans ce chapitre.

4.6 Bibliographie du chapitre

- Borée J** (2003). Extended proper orthogonal decomposition: a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Exp. in Fluids*, **35**: 188-192.
- Delery J** (2001). Aérodynamique: décollements 3D et tourbillons. Cours de l'Onera.
- Deslandes W** (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH** (1990). Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**: 77-86.
- Graftieaux L; Michard M; Grosjean N** (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology* **12**: 1422-1429.
- Marc D** (1998). Etude expérimentale de la compression d'un écoulement de roulement, situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs à pistons. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Maurel S, Borée J, Lumley JL** (2001). Extended proper orthogonal decomposition : Application to jet/ vortex interaction. *Journal of Flow, Turbulence and Combustion* **67**: 125-136.
- Patte-Rouland B, Lalizel G, Moreau J, Rouland E** (2001). Flow analysis of an annular jet by particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition. *Meas. Sci. Technol.* **12**: 1404-1412

Lire
la seconde partie
de la thèse